Office - Peters Hall

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.– postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.– vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.–, im Ausland $ 2,60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark –,35, Beilagen mit Goldmark 60.– berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Leitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 21. Ausgegeben am 1. November 1926. No. 721. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. A. Schirmann, Neue Kunstgriffe in der Vakuumtechnik. S. 659—680.

S. Ray, Über Umkehrpunkte in der Photophorese. S. 680—686.

H. Benndorf, Über den durch die Hess'sche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten. S. 686—692.

Vorträge und Diskussionen von der 89. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf:

R. Fürth, Adsorption und Diffusion im elektrischen Feld. S. 692—697.

E. Marx, Flammenleitung. S. 697—701.

W. Schottky, Atomare Schwankungsvorgänge an Glühkathodenoberflächen. S. 701—704.

Besprechungen:

H. Lamb, Hydrodynamics. S. 704—705.

N. Schmitt, Aufgaben aus der technischen Mechanik für den Schul- und Selbstunterricht. II. S. 705.

F. Kottje, Erkenntnis und Wirklichkeit. S. 705—706.

R. Schmid, Physikalisches Meßpraktikum. S. 706.

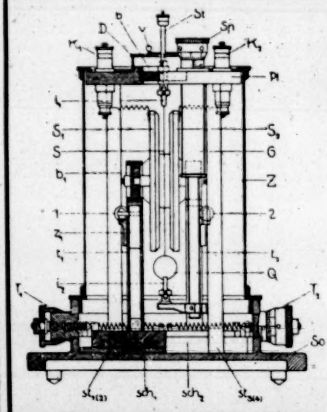
R. Lang, Experimentalphysik. IV. S. 706.

Personalien. S. 706.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 21. 1. November 1926. Redaktionsschluß für No. 23 am 10. November 1926 27. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. A. Schirmann, Neue Kunstgriffe in der Vakuumtechnik. S. 659.

S. Ray, Über Umkehrpunkte in der Photophorese. S. 680.

H. Benndorf, Über den durch die Hess'sche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten. S. 686.

Vorträge und Diskussionen von der 89. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf:

R. Fürth, Adsorption und Diffusion im elektrischen Feld. S. 692.

E. Marx, Flammenleitung. S. 697.

W. Schottky, Atomare Schwankungsvorgänge an Glühkathodenoberflächen. S. 701.

Besprechungen:

H. Lamb, Hydrodynamics. 5. Aufl. S. 704.

N. Schmitt, Aufgaben aus der technischen Mechanik für den Schul- und Selbstunterricht. II. 2. Aufl. S. 705.

F. Kottje, Erkenntnis und Wirklichkeit. S. 705.

R. Schmid, Physikalisches Meßpraktikum. S. 706.

R. Lang, Experimentalphysik. IV. S. 706.

Personalien. S. 706.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Neue Kunstgriffe in der Vakuumtechnik.

Von Marie Anna Schirmann.

Je weitere Fortschritte in der Vakuumtechnik gemacht werden, sei es einerseits durch Erreichung, Erhaltung und Messung extrem niedriger Gasdrucke, andererseits durch Ausdehnung von Vakuumuntersuchungen auch auf ferner liegende Gebiete, z. B. Grenzgebiete der Physik und Chemie oder auf Gebiete der Chemie allein, um so unzureichender werden auch die bis nun in der Vakuumtechnik üblichen Verfahren und Spezialeinrichtungen.

Gewöhnlich hilft man sich dann derart, daß ein eben für diesen Sonderzweck konstruierter, meist bloß innerhalb der betreffenden Untersuchung anwendbarer Behelf herangezogen wird, um über die gerade auftauchende Schwierigkeit hinwegzukommen.

Im folgenden sollen zwei neue Kunstgriffe der Vakuumtechnik zur Erörterung gelangen, denen ihrem Wesen nach eine ganz allgemeine physikalisch-technische Bedeutung zukommt:

I. der Sicherung von hochevakuierten Rezipienten gegen das Eindringen von Gasresten beim „Abstechen" derselben und

II. der Konstruktion eines für Sonderzwecke erwünschten schmiermittelfreien und ohne Quecksilber und Öl gedichteten Vakuumhahnes, beides Anforderungen, die auch in den Anfängen an die Vakuumtechnik gestellt wurden, aber nunmehr in einem vorgeschritteneren Stadium derselben dringender einer allgemeinen technischen Lösung bedürfen. Diese wird im Falle I durch geeignete Anordnung der Strömungswiderstände im Sinne der Knudsenschen Theorie der Molekularströmung, im Falle II durch Anwendung der elektrischen Anziehungskräfte nach Johnsen-Rahbek erreicht.

I. Sicherung von hochevakuierten Rezipienten gegen das Eindringen von Gasresten beim „Abstechen" derselben durch geeignete Anordnung der Strömungswiderstände vor und während des Evakuations- bzw. Entgasungsvorganges[1]).

1. Einleitung.

Das Abschmelzen von hochevakuierten Rezipienten (z. B. Coolidge-Röhren, Sender- und Empfängerröhren, Gleichrichterröhren usw.) von der Hochvakuumpumpanlage ist nicht nur für technische Zwecke selbstverständlich notwendig, sondern gerade für exakte physikalische Hochvakuumuntersuchungen unbedingt erforderlich, da man nur bei abgeschmolzenem Rezipienten mit jederzeit definierten, konstanten physikalischen Verhältnissen rechnen kann, die bei Abschließung des Rezipienten durch einen Quecksilberbarometerverschluß samt dauernd zwischengeschaltetem flüssigen Luft-Kühler oder bei dauernder Verbindung desselben mit der Pumpanlage — selbst nach Erzielung eines durch Gleichwerden der vom Rezipienten und den Leitungen herrührenden abgegebenen Absorptionsgasmengen mit der Pumpleistung der Anlage vorübergehend erreichten Endvakuums — mit Sicherheit nicht erzielt werden können. Während

1) Auf Methode und Anordnung dieser Art Gasschutz-Sicherung sind In- und Auslandspatente angemeldet.

man technische Rezipienten, so gut es eben geht, abstechen muß, pflegt man gerade bei den exakten physikalischen Untersuchungen bis jetzt aus berechtigter Scheu vor dem durch den „Abstechvorgang" im Rezipienten bedeutend verschlechterten Vakuum auf diese Operation überhaupt zu verzichten und läßt zur Vermeidung größerer Fehlerquellen den Rezipienten ständig mit dem Pumpensystem in Verbindung. Daß ein solches ständiges Verbundensein mit flüssigen Luftkühlern bzw. mit der Pumpanlage — abgesehen von der Inkonstanz der physikalischen Verhältnisse — nicht nur unbequem und kostspielig ist, sondern bei manchen langandauernden Versuchsreihen (z. B. Entgasungen) durch Betriebsgefahrmomente sogar die Kontinuität der Untersuchung stören kann, braucht nicht erst ausdrücklich betont zu werden, sondern ist jedem Hochvakuumphysiker und -techniker wohlbekannt.

Darum ist man größtenteils genötigt, das „Abstechen" unter günstigen Versuchsumständen doch vorzunehmen. Der „Abstechvorgang" besteht bis nun bekanntlich darin, daß man die bereits vor dem Evakuieren verengte „Abschmelzstelle" zwecks Verschließung des Rezipienten höher (bis zum Schmelzpunkt) erhitzen muß, als man es beim Evakuierungs- bzw. Entgasungsprozeß wegen des Außenatmosphärenüberdruckes tun kann.

Beim Schmelzprozeß aber gelangt unerwünschterweise eine durch die fortschreitend erhöhte Erhitzung stetig wachsende Gasmenge aus dem Innern des Glases ins Vakuum, welche von den dort noch vom Schmelzprozeß der Glaserzeugung (mindestens unter Atmosphärendruck) gelösten Gase wie CO_2, H_2, O_2, N_2 oder nach Langmuir[1]) anscheinend von einer schon bei dieser Temperatur beginnenden merklichen Zersetzung des Glases herrührt. Wenn auch die sich später abkühlende Umgebung der Abschmelzstelle wieder etwas Gas absorbiert, wird dieser Bruchteil während der Erhitzung des Rezipienten im Betriebe doch wieder abgegeben.

An eine Abhilfe dieses Übelstandes durch höheres Erhitzen der Abstechstelle bereits beim Entgasen unter Vermeidung des Atmosphärenüberdruckes durch eine über den Rezipienten gestülpte Vakuumofenkonstruktion, wie sie etwa Langmuir[2]) bei seinen Versuchen zur verbesserten Entgasung von Glasrezipienten angegeben hatte, ist sowohl wegen der komplizierten Anordnung eines zum Teil durchsichtigen Vakuumofens als auch wegen der innerhalb dieses Ofens nur maschinell vorzunehmenden Abschmelzoperation kaum zu denken. Viel eher würde man durch Verwendung vakuumgeschmolzenen Glases für den Rezipienten und das die Abschmelzstelle enthaltende Ansatzrohr zum Ziele kommen[1]). Ebenso, nur viel einfacher und zuverlässiger bzw. die letzterwähnte Methode der Verwendung vakuumgeschmolzenen Glases noch zweckmäßig ergänzend, kann eine Gasabgabe während des Abschmelzens des Rezipienten durch die Vorentgasung der betreffenden Stelle mit Hilfe der Methode des Ionen- bzw. Elektronenbombardements verhindert werden. Diese[2]) besteht in Erregung einer Entladung im Quecksilberdampf[3]) (der bei Gebrauch von Quecksilberdampfhochvakuumpumpen ohnedies stets in den Rezipienten diffundiert) bei niedrigen Gasdrucken im Innern der zu entgasenden Apparatur vermittels hochgespannter Wechselspannungen, angelegt an bequeme Außenelektroden, die man an beliebigen Apparaturstellen entweder durch Bekleben derselben mit Aluminiumfolie oder durch Anlegen von graphitierten Messingfedern leicht anbringen kann. Bei dieser gegenwärtig wirksamsten Entgasungsmethode werden durch den Ionen- bzw. Elektronenaufprall innerhalb einiger Minuten auch jene im Glase bzw. in der Wasserhaut des Glases gelösten Gase freigemacht und ausgetrieben, welche durch bloßes Erhitzen des Glases bis zu seinem Schmelzpunkt nicht losgelöst werden können. Dies sind wahrscheinlich solche im Glase gelöste oder in chemischer Verbindung vorhandene Restgase, welche darin derart gebunden sind, daß sie durch Erhitzen bis zur Schmelztemperatur des Glases noch nicht freigemacht werden, durch das Bombardement der Ionen bzw. Elektronen (natürlich nicht durch die damit verbundene lokale Erhitzung) aber aus ihrer Bindung befreit werden. Solche in bezug auf Entgasung derart vorbehandelte Glasrezipienten, die somit für den Schmelzvorgang „überentgast" sind, lassen sich selbstverständlich, ohne eine Erhöhung des Gasdruckes im abgeschmolzenen Rezipienten erwarten zu müssen, unter Außerachtlassung aller physikalischen und glastechnischen Kunstgriffe beim „Abstechvorgang" abschmelzen.

Die folgenden Überlegungen beziehen sich aber ganz allgemein für jenen Fall, bei welchem

1) I. Langmuir, Tungsten lamps of high efficiency. Trans. Amer. Inst. El. Eng. **32**. 1921, 1913; Adsorption of gases on plane surface of glass, mica and platinum. Journ. Chem. Soc. **38**. 2283, 1916 and **40**, 1387. 1918.
2) I. Langmuir, Vacuum furnace for high temperature exhaust; U. S. P. 994,010. Ma. 30, 1911.

1) L. S. Vello (Frankr.), Entgasen von Glas. Chem. Zentralbl. **2**. 302, 1924. (Engl. Pat. 11. V. 23.)
2) M. A. Schirmann, Über die Erzeugung, Erhaltung und Messung höchster Vakua (die Extremvakuumpumpe, das Adsorptionsmanometer). Physik. Zeitschr. **25**, 633. 1924.
3) Bzw. auch in Argon, Stickstoff, Wasserstoff und eventuell in anderen Edelgasen oder elektropositiven Gasen bei Drucken von 10^{-3} mm Hg und darunter.

Hochvakuumapparatur und Rezipient aus irgend einem Grunde nicht durch Ionen- bzw. Elektronenbombardement vermittels Entladungen durch Außenelektroden für den Schmelzprozeß „überentgast" sind, sondern für solche Fälle, wo Apparatur und Rezipient entweder überhaupt nur den Evakuationsvorgang bloß von der temporären Wasserhaut und den darin gelösten Gasen befreit sind oder durch Erhitzung mit der Flamme bzw. im elektrischen Ofen bis auf zulässige Temperaturen meist nur ganz unvollkommen entgast sind. Diese Fälle sind hauptsächlich die in der technischen Industrie vorkommenden, in welcher die abgeschmolzenen Hochvakuumröhren im kalten Zustande einen großen Teil der beim Abstechvorgang in den Rezipienten eingedrungenen Gasreste wieder absorbieren, um dann von dieser absorbierten Menge beim Warmwerden im Betriebe wieder einen Teil abzugeben. Diese Restgase, die bei Röhren mit sehr großen Volumina praktisch kaum eine Rolle spielen, können bei kleineren Röhren (z. B. Liliputverstärkerröhren) ein auch im stark belasteten Zustand erwünschtes extremes Vakuum direkt unmöglich machen.

2. Theoretisches und Experimentelles zur neuen Abschmelzstellenanordnung.

a) Theoretisches. Dem neuen Abstechvorgange im Hochvakuum liegt der Gedanke zugrunde, durch geeignete Anordnung der Strömungswiderstände vor und hinter der abzustechenden Stelle vor und während des Evakuierens bzw. Abschmelzens die nach Erreichung eines stationären Gleichgewichtzustandes im Rezipienten und in den Pumpleitungen (Endvakuum bei dauernd arbeitenden Pumpen) beim Abschmelzvorgang in Mengen befreiten Gase am Eintritt in den Rezipienten größtenteils zu verhindern, sondern sie vielmehr in die Richtung nach der Pumpanlage zu lenken. Dabei seien die Strömungswiderstände im Sinne der Knudsenschen Theorie der Molekularströmung[1]) definiert, deren Gültigkeit für Drucke, bei denen die mittlere freie Weglänge der Gasmolekeln groß ist im Vergleich zur Größenordnung der Gefäßdimensionen, Gaede[2]) experimentell nachgewiesen hat. Da es sich bei den Abstechvorgängen im Hochvakuum stets um Drucke unterhalb 0,001 mm *Hg* handelt, so haben hierfür die Knudsenschen Gesetze der Molekularströmung strenge Gültigkeit.

1) M. Knudsen, Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren. Ann. d. Phys. **28**, 75, 1909.
2) W. Gaede, Die äußere Reibung der Gase. Ann. d. Phys. **41**, 289, 1913.

Die durch eine Röhre, deren Weite im Vergleich mit der Länge derselben und der mittleren freien Weglänge der Gasmolekeln verschwindend klein ist, infolge molekularer Strömung in der Zeiteinheit durchströmende Gasmenge (Volumen $\times$ Druck bei der Röhrentemperatur) ist:

$$Q_T = \frac{1}{\varrho_1}\,\frac{p_2 - p_1}{W}; \qquad (1)$$

dabei ist ϱ_1 das spezifische Gewicht des Gases bei 0° und beim Druck 1 Dyn/cm² und der Röhrentemperatur T, $p_2 - p_1$ die die Strömung verursachende Druckdifferenz an den Enden der Röhre und W der Strömungswiderstand des Rohres. Für diesen ergibt sich für zylindrische Röhren beliebiger Querschnittsform ganz allgemein der Ausdruck:

$$W = \frac{3}{8}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\int_0^L \frac{O}{A^2}\,dl, \qquad (2)$$

also eine nur von den Dimensionen der Röhre abhängige Größe. L ist die Länge der Röhre, O ihr Umfang und A die Fläche eines Röhrennormalschnittes in der Entfernung l von einem Röhrenende. Auf ein zylindrisches Rohr mit dem Querschnitt R angewendet, verwandelt sich Formel (2) in

$$W = \frac{3}{4}\sqrt{2\pi}\,\frac{L}{R^3} \qquad (3)$$

und Formel (1) in

$$Q_T = \frac{4}{3}\sqrt{2\pi}\,\frac{1}{\varrho_1}\,\frac{R^3}{L}\,(p_2 - p_1). \qquad (4)$$

Einseitige Strömungen verursachende Druckunterschiede in einer Röhre, in der ein Temperaturfall stattfindet, — ein solcher ist auch beim Abstechvorgang vorhanden — sind durch die Gleichung für den thermischen Molekulardruck[1]) definiert:

$$\frac{p}{\sqrt{T}} = \text{const.}, \qquad (5)$$

in welcher p der Druck und T die absolute Temperatur bedeuten, wenn der Röhrendurchmesser im Vergleich mit der mittleren freien Weglänge der Gasmolekeln verschwindend klein ist. Die Größe des Druckunterschiedes im Gleichgewichtszustande, die mit der Temperaturdifferenz wächst, ist abhängig vom Druck, Molekulargewicht und Reibungskoeffizienten des Gases sowie von der Weite der Verbindungsröhre und wird bei sehr kleinen Drucken selbstverständlich sehr klein. Und zwar unterhält der thermische Molekulardruck eine Strömung

1) M. Knudsen, Eine Revision der Gleichgewichtsbedingung der Gase; thermische Molekularströmung. Ann. d. Phys. **31**, 205, 1910.

in der Richtung von der kälteren zur wärmeren Stelle der Röhre, solange als ein Temperaturunterschied besteht.

Mit dem Abstechvorgang bei Hochvakuumröhren wird gewöhnlich erst dann begonnen, wenn sich schließlich bei dauernd arbeitendem Pumpensystem infolge ständiger Gasabgabe von den Glaswänden der Apparatur und des Rezipienten sowie von den Metallteilen im Rezipienten ein stationärer Gleichgewichtszustand (Endvakuum) eingestellt hat; es wird dann von der Apparatur und dem Rezipienten ebensoviel Gas abgegeben als das Pumpensystem in der Zeiteinheit entfernen kann. Für das praktisch zu erreichende höchste Endvakuum bei Hochvakuumpumpen mit einem theoretisch unbegrenzten Hochvakuum ist außer dem von der Gasreibung in der Pumpleitung abhängigen Widerstand W, der die Sauggeschwindigkeit am Rezipienten S_R in einer durch die Formel

$$\frac{1}{S_R} = \frac{1}{S_P} + W\sqrt{\varrho_1} \qquad (6)$$

gegebenen Beziehung gegenüber der Sauggeschwindigkeit an der Pumpe S_P herabsetzt, letzten Endes ein hoher Wert für die Sauggeschwindigkeit der Pumpen[1]) maßgebend.

Entsteht bei dem infolge Gasabgabe erreichten innerhalb eines längeren Zeitintervalls konstant bleibenden Eindruck p_0 an irgendeiner Stelle der geschlossenen Apparatur eine Gasquelle, z. B. durch die Erhitzung einer Abschmelzstelle, so werden, da die Evakuierungsgeschwindigkeit[2]) Null geworden ist, durch die neu entstehenden Druckdifferenzen Molekularströmungen entstehen, deren absolute Beträge nicht nur durch die Druckdifferenzen, sondern auch durch die Strömungswiderstände, und deren Richtung durch die Richtung des Druckgefälles bestimmt ist. Die durch den Abstechvorgang an der Abschmelzstelle erzeugte beträchtliche lokale Druckerhöhung verursacht nun Strömungen nach zwei entgegengesetzten Seiten, nach der Pumpanlage und nach dem Rezipienten. Da die Druckunterschiede $P - p_2$ und $P - p_1$, wo P den Druck an der Abschmelzstelle, und p_1 und p_2 die Drucke am Pumpensystem und am Rezipienten bedeuten, weil P gegen p_1 und p_2 sehr groß ist, nicht viel voneinander verschieden sind, so sind für die Größe der durchströmenden Gasmengen bloß die Strömungswiderstände maßgebend. Wären die Widerstände nach der Pumpanlage und dem Rezipienten gleich groß, so wären es auch die durchströmenden Gasmengen. Ist der Widerstand gegen die Pumpanlage im Vergleich zum Widerstand gegen den Rezipienten groß, so dringt der größte Teil der freigemachten Gasmenge nach der Rezipientenseite, anstatt — wie es zu wünschen wäre — nach der Seite der Pumpanlage. Und dieser Fall ist, wie in folgender Fig. 1 gezeigt werden soll, der bis nun vorliegende. R ist der Rezipient mit dem Druck p_2, x die Abstechstelle hart hinter dem Rezipienten, V das Verbindungsrohr vom Rezipienten zum Pumpensystem mit den von x aus gerechneten Widerständen ω gegen den Rezipienten und W gegen das Pumpensystem und p_1 der Druck am Ende der Verbindungsröhre gegen das Pumpensystem

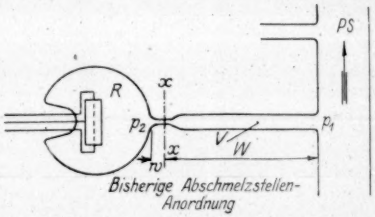


Fig. 1.

PS. So sind bis nun alle Abstechstellen an Hochvakuumröhren angeordnet, gleichgültig wo die Abstechstelle am Rezipienten gelegen ist. Von der aus der Gasquelle x beim Abstechen des Rezipienten R stammenden Gasmenge Q vom Druck P strömt die Gasmenge

$$Q_R = \frac{P - p_2}{\omega\sqrt{\varrho_1}}$$

links von x nach der Rezipientenseite und

$$Q_P = \frac{P - p_1}{W\sqrt{\varrho_1}}$$

rechts von x nach dem Pumpensystem, von welchem sie abgesaugt wird. Da nun $P - p_2$ und $P - p_1$ nur wenig voneinander verschieden sind, so geben bloß die Nenner den Ausschlag für die Größe von Q_R und Q_P. Da nun ω sehr klein gegen W ist ($\omega \ll W$), so ist

$$Q_R \gg Q_P,$$

d. h. von der beim Abschmelzvorgang befreiten Gasmenge wandert der größte Teil gegen den Rezipienten und nur ein sehr kleiner Bruchteil gegen das Pumpensystem. In dem praktisch vorkommenden Fall — gleich weite Verbin-

1) Auf diesem Prinzip extremste Vakua durch Vervielfältigung der Saugleistung zu erreichen, beruht die zur Erzeugung extremer Vakua konstruierte „Extremvakuumpumpe". M. A. Schirmann, Physik. Zeitschr. **25**, 632. 1924.

2) Für $p = p_0$ wird die Evakuierungsgeschwindigkeit $E = S\left(1 - \frac{p_0}{p}\right)$, wo S die Sauggeschwindigkeit bedeutet.

dungsröhre vorausgesetzt — wo für das Verhältnis von ω/W bloß die Länge von ω, d. i. $l = 2$ mm und von W, d. i. $L = 100$ mm maßgebend ist, verhalten sich also Q_R/Q_P wie 50 : 1.

Die bisherige Abschmelzstellenanordnung (Fig. 1) ist also denkbar ungünstig. Einen Versuch, die in den Rezipienten eindringende Gasmenge beim Abschmelzen desselben möglichst herabzusetzen, wurde von andern Gesichtspunkten aus, nämlich den starker Entgasung und Gasabsorption durch Hintereinanderschalten zweier Abschmelzstellen[1]) mit dazwischen im Nebenschluß liegendem, durch flüssige Luft gekühltem Adsorptionsrohr während starker Entgasung des Rezipienten (Glühofen, Elektronenbombardement) unternommen. Vorausgesetzt wird, daß das Adsorptionsmittel während des ganzen Entgasungs- und Abschmelzvorganges

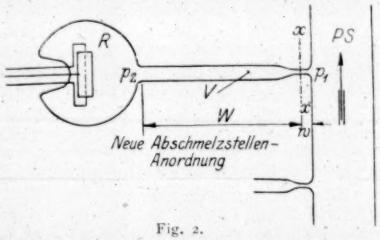


Fig. 2.

seine Aktivität voll beibehält. Zuerst wird die erste der Pumpe nähergelegene Einschnürungsstelle unter starkem Erhitzen von Adsorptionsrohr und Rezipienten von der Pumpe abgeschmolzen, sodann wird unter weiterem Entgasen des Rezipienten das Adsorptionsrohr einige Stunden durch flüssige Luft gekühlt. Vor dem Abstechen wird die hart hinter dem Rezipienten befindliche zweite Abschmelzstelle für kurze Zeit besonders stark erhitzt, wobei aber — da es sich auch hier um eine Abschmelzstellenanordnung ähnlich Fig. 1 handelt — der größte Teil der in der betreffenden Stelle absorbierten Gase nach der Rezipientenseite und nicht nach dem saugenden Adsorptionsrohr abgegeben wird. In Erkennung dieses Umstandes wird auch beim Zusammenfallenlassen des erweichten Glasrohres an der Abstechstelle zuerst der Rezipient rasch vom Adsorptionsrohr abgezogen, damit nicht allzuviel Gas in den Rezipienten eindringt. Abgesehen von der großen Umständlichkeit dieses Verfahrens und den dazu nötigen Mitteln, wird die Druckerhöhung im Rezipienten nur durch einen stundenlangen Abschnürungsprozeß aufs Minimalste herabgesetzt.

Bei der neu vorgeschlagenen Abschmelzstellenanordnung (Fig. 2) wird nun bei gleichem Gesamtströmungswiderstand wie in Fig. 1 der Strömungswiderstand nach der Pumpanlage im Vergleich zum Strömungswiderstand gegen den Rezipienten sehr klein gewählt, so daß der größte Teil der beim Abschmelzen aus dem Glase freigemachten Gasmenge — wie wünschenswert — nach dem Pumpensystem abströmt und dort abgesaugt wird, während die nach dem Rezipienten strömende Gasmenge selbst bei ganz kurz andauerndem Abschnürungsprozeß äußerst gering ist. Hier ist R wieder der Rezipient mit dem Druck p_2, gleich dahinter V das Verbindungsrohr vom Rezipienten zum Pumpensystem mit dem von der Abstechstelle x aus gerechnetem Widerstand W gegen den Rezipienten und ω gegen das Pumpensystem, x wieder die Abstechstelle am Ende der Verbindungsröhre hart vor dem Pumpensystem und p_1 der Druck am Ende der Verbindungsröhre gegen das Pumpensystem PS (beinahe gleich dem Druck im Pumpensystem). Von der aus der Gasquelle $\varkappa$ beim Abschmelzen des Rezipienten R stammenden Gasmenge Q vom Druck P strömt die Gasmenge

$$Q_R = \frac{P - p_2}{W \sqrt{\varrho_1}}$$

links von x nach der Rezipientenseite, wogegen

$$Q_P = \frac{P - p_1}{\omega \sqrt{\varrho_1}}$$

rechts von x nach dem Pumpensystem strömt, von welchem sie abgesaugt wird. Da nun $P - p_2$ und $P - p_1$ nur wenig voneinander verschieden sind, und $\omega \ll W$ ist, so ist

$$Q_R \ll Q_P,$$

d. h. von der beim Abschmelzvorgang befreiten Gasmenge strömt der größte Teil gegen das Pumpensystem und nur ein ganz geringer Bruchteil gegen den Rezipienten; in dem Beispiel für $W/\omega = 50$ nur ein 1/50.

Die neue Abschmelzstellenanordnung (Fig. 2) ist also denkbar günstig.

b) Experimentelles. Der neue Abstechvorgang zerfällt im allgemeinen in zwei bzw. drei Vorgänge, nämlich 1. in die Vorrichtung der Abschmelzstellenanordnung vor dem Evakuieren bzw. Anschmelzen des Rezipienten an das Pumpensystem, 2. in die Änderung und Verbesserung

1) A. Goetz, Dissertation Göttingen 1921; Physik u. Technik des Hochvakuums. Vieweg. 1921. — Diese Abschmelzart hat natürlich nichts mit dem von manchen Glasbläsern geübten Brauch gemein, zwei Abschmelzstellen hintereinander anzubringen, um nach provisorischem Abschmelzen vom Pumpensystem an der einen Einschnürung dann an der zweiten, nunmehr beweglich gewordenen, sauberer abstechen zu können.

der Abschmelzstellenanordnung während des Evakuierens bzw. Entgasens und 3. in den eigentlichen Abstechvorgang. Die Stufe 2 des neuen Abschmelzverfahrens kann auch übergangen werden, wenn man bei großer Saugleistung des Pumpensystems auf die Verringerung des Strömungswiderstandes der Verbindungsröhre nach dem Pumpensystem während des Evakuierens verzichten kann. In diesem Fall wird in Fig. 2 — bei gleichem Strömungswiderstand gegen das Pumpensystem PS wie in Fig. 1 — nach äußerster Evakuation, sowie gehöriger Entgasung des Rezipienten und der nunmehr eigentlich zu demselben gehörigen Verbindungsröhre samt der an dem dem Rezipienten abgewandten Ende gelegenen Abschmelzstelle sofort an der Abschmelzstelle rasch abgestochen (Stufe 3).

Die Vorrichtung der Abschmelzstellenanordnung (Stufe 1) wird vor dem Evakuieren entweder derart vorgenommen, daß ein engeres gewöhnliches Verbindungsrohr (Biegerohr) zwischen Rezipienten und Pumpensystem mit vorgerichteter verjüngter Abschmelzstelle am Ende desselben gegen das Pumpensystem eingeschmolzen wird oder daß zum Zwecke besonderer Ausnützung der Saugleistung des Pumpensystems ein weites Hochvakuumrohr (Blaserohr) samt vorgerichteter eingeschnürter Abschmelzstelle an dessen Ende gegen das Pumpensystem die Verbindung zwischen Rezipienten und Pumpensystem herstellt. Im letzteren Fall wird dann Stufe 2 des Abschmelzvorganges notwendig. Nach erfolgter Vorstufe 1 wird evakuiert und der Rezipient samt der dazugehörigen Verbindungsröhre einschließlich Abschmelzstelle kräftig entgast (Erhitzen, Elektronen- oder Ionenbombardement). Ist die Verbindungsröhre V eng, so kann gleich mit Stufe 3 begonnen werden. Ist aber das Verbindungsrohr weit — wie man es für die Herstellung und Abschließung extremster Vakua benötigt —, dann muß Zwischenstufe 2 vorgenommen werden. In dieser wird eine fortlaufende Verengung der weiten Verbindungsröhre zwischen Pumpensystem und Rezipienten vorgenommen, so zwar, daß damit unter ständigem Evakuieren und Entgasen des Rezipienten allein an der Ansatzstelle der Verbindungsröhre an den Rezipienten begonnen wird und sodann hinter dieser Stelle langsam in der Richtung bis zur Ansatzstelle an das Pumpensystem fortgeschritten wird. Die Entgasung des Rezipienten, die zugleich Selbstzweck und Mittel zum Nebenzweck ist, soll nur noch solange andauern, bis die Verjüngung des Verbindungsrohres V so weit nach rückwärts vorgeschritten ist, daß der Widerstand gegen den Rezipienten im Vergleich zum Widerstand gegen das Pumpensystem groß geworden ist; dann strömt infolge des großen Widerstandes nur ein ganz geringer Bruchteil nach dem Rezipienten, während vordem durch den zu dieser Zeit noch mehr oder weniger großen Überdruck im Rezipienten bei der Entgasung das vom Erhitzen beim Einschnüren des Verbindungsrohres freiwerdende Gas am Einströmen in den Rezipienten verhindert wurde. Sodann wird ohne weitere Entgasung des Rezipienten das Verbindungsrohr fortlaufend bis zum Ansatz desselben an das Pumpensystem eingeschnürt. Die folgende Fig. 3 soll den Vorgang erläutern. Fig. $3a_0$ stellt den Ausgangszustand zu Beginn von Stufe 2 dar. Die folgenden Figuren 3a″, 3b″, 3c′, 3d und 3e stellen die Zustände in den fortlaufenden Stadien der Verengung des Verbindungsrohres dar. Dabei sind jene von den beispielsweise 5 gewählten Stadien, die noch unter mehr oder weniger starker Entgasung des Rezipienten vorgenommen werden, durch ein ″ oder ′ gekennzeichnet. Die entsprechenden Endeinschnürungen sind mit x''_a, x''_b, x'_c, x_d, x_e und die Abstechstelle mit x bezeichnet. Beim Übergang von Fig. $3a_0$ zu Fig. 3a″ kann der aus der Einschnürungsstelle x''_a freiwerdende Gasrest nicht in den Rezipienten eintreten, weil derselbe gleichzeitig noch kräftig entgast wird, und so dort ein größerer Druck herrscht als bei x''_a, sondern muß gegen das Pumpensystem abströmen. Auch die Einschnürung bei x''_b hinter x''_a nach Fig. 3b″ wird noch unter kräftiger Entgasung des Rezipienten vorgenommen, um das Gas vom Rezipienten fernzuhalten. Bereits bei Vornahme der Einschnürung x'_c hinter x''_b nach Fig. 3c kann mit der Entgasung des Rezipienten nachgelassen werden, da die Beträge für die Strömungswiderstände gegen R und PS von x'_c ausgerechnet bereits miteinander vergleichbar geworden sind und unter diesen Bedingungen bereits der größte Teil der befreiten Gasmenge dem Pumpensystem zuströmt. Die Einengungsstellen x_d und x_e in Fig. 3d und 3e werden dann bereits ohne gleichzeitige Entgasung des Rezipienten vorgenommen, da die aus den Einengungsstellen befreiten Gase infolge des nunmehr viel größer gewordenen Strömungswiderstandes nach dem Rezipienten als nach dem Pumpensystem zum allergrößten Teil nach dem Pumpensystem abströmen. Zuletzt wird noch die eigentliche Abstechstelle x knapp an dem weiten Ansatz an das Pumpensystem vorgerichtet. Soviel allgemein zur Veränderung der Abschmelzstellenanordnung während der Entgasung bzw. Evakuation des Rezipienten.

Nun zum technischen Detail des Verengungsvorganges. Das weite Verbindungsrohr, das eine lichte Weite von etwa 12 bis 15 mm und eine Glasstärke von nicht viel mehr und nicht viel weniger als 1 mm haben soll, wird fort-

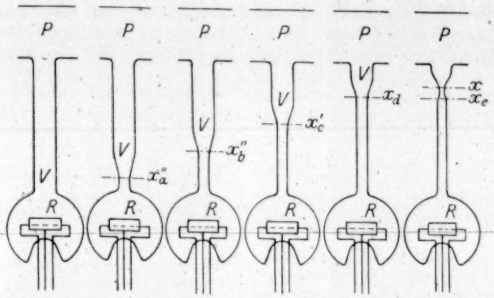


Fig. 3 a_0. Fig. 3a''. Fig. 3b''. Fig. 3c'. Fig. 3d. Fig. 3e.

laufend dadurch verengt, daß man mit kalter (rußender) Bunsenflamme oder entsprechender kleiner Flamme (aus verengtem Glasrohr) das Glas des Verbindungsrohres ringsum gleichmäßig bis zur Gelbfärbung erhitzt, in den zähflüssigen Zustand bringt und je nach der Verdickung des zusammengefallenen Glases zur Wiederherstellung der entsprechenden Glasstärke mehr oder weniger auseinander zieht (bzw. bei vertikaler Röhrenachse dieses Ausziehen der Schwere überläßt). Die Glaswand muß beim Erhitzen entsprechend stark sein und das Erhitzen nur bis zur Zähflüssigkeit des Glases getrieben werden, damit der Überdruck der Atmosphäre das Glas nicht eindrückt. Im übrigen ist die Stufe 2 bei einiger Vorübung im Vakuum unschwer auszuführen. Die Angaben bezüglich Bearbeitung mit der Flamme beziehen sich im vorliegenden Fall auf gewöhnliches Thüringer Apparateglas, lassen sich aber für andere Glashärten entsprechend modifizieren.

Der eigentliche Abstechvorgang, der in den meisten praktisch vorkommenden Fällen der engeren Verbindungsröhre auch gleich ohne Stufe 2 vorgenommen werden kann, besteht — im Gegensatz zum üblichen, zwecks Entgasung anfangs langsamen Erhitzen und Einfallenlassen des Glases, später aber nach langsamer Absaugung der Gase sehr raschem Zusammenfallenlassen des Glases unter hastigem Abziehen des Rezipienten — in einem gewöhnlichen raschen Zusammenfallenlassen des Glases unter normalem Abziehen des Rezipienten. Gerade auf den eigentlichen Abstechvorgang ist gar keine besondere Sorgfalt aufzuwenden. Die Abstechstelle x wird zuerst mit leuchtender (rußender) kleiner Flamme oder Gebläseflamme gleichmäßig langsam angewärmt und dann mit entleuchteter kleiner Flamme oder scharfer spitzer Gebläseflamme (Stichflamme) erweicht und unter Abziehen vom Pumpensystem PS abgetrennt und dann in der leuchtenden Flamme langsam abgekühlt. Ob dieser eigentliche Abstechvorgang rasch oder langsam vor sich geht, spielt nach den vorangegangenen theoretisch-praktischen Erörterungen gar keine Rolle und bleibt der individuellen Angewohnheit des Experimentators bzw. Glasbläsers frei überlassen.

Die folgenden Fig. 4. a, b, c zeigen drei verschiedene praktisch gut brauchbare Abschmelzstellenanordnungen, jede für andere Röhrengattungen besonders geeignet. Die in Fig. 4a abgebildete Anordnung hat die zur Abschmelzstellenanordnung gehörige Ansatzröhre außerhalb des Röhrenballons, ausgehend von jener Stelle am Ballon, wo sonst gewöhnlich die Abschmelzstelle zu sein pflegt. Diese Ansatzröhre kann je nach dem Verwendungszweck der Röhre entweder von vornherein eng und entsprechend der Abbildung um den Ballon bis zur Abwärtsrichtung herumgebogen sein oder aber anfangs weit und noch gerade angesetzt und erst bei Vornahme des Verengungsvorganges in Stufe 2 um den Ballon nach abwärts gebogen werden. Diese Abwärtsbewegung erfolgt durch entsprechendes Wenden beim Ausziehen noch während des Verjüngungsvorganges. Das eigentliche Abstechen erfolgt bei x ganz umständelos in bereits endgültig vorgerichtetem Zustand. Die Lage der Abschmelzstellenanordnung in Fig. 4a eignet sich ganz besonders für große Röhren (wie Röntgenröhren, Sender- und Gleichrichterröhren), bei welchen aus irgendeinem Grunde die Abschmelzstellenanordnung nicht in der Nähe der Elektrodeneinschmelzungen angelegt werden kann, sondern abseits von diesen. Die Außenlage der Abschmelzstellenanordnung ermöglicht nämlich eine Vornahme der Zwischenstufe 2, somit die Erreichung und Abschließung eines extremsten Hochvakuums, was bei großen, viele Metallteile enthaltenden, stark Gas abgebenden Röhren ein ganz besonderer Vorteil ist. Die Abschmelzstellenanordnung kann dann bei abgeschmolzener

Röhre zum Schutze eingekapselt werden. Die praktische Ausführungsform (Fig. 4b) hingegen hat ein von innen heraus gerichtetes Verbindungsrohr zur Abstechstelle, welche an derselben Stelle zu liegen kommt, wie bei Lampen mit gewöhnlicher Abstechstelle. In dieser Ausführungsform liegt die Abstechstelle besonders geschützt, muß aber bereits vor dem Evakuations- bzw. Entgasungsprozeß fertig vorgerichtet sein. Das engere eigentliche Verbindungsrohr mit vorgerichteter Verjüngung in der richtigen Lage ist bereits vor dem Evakuationsprozeß an der Stelle n mit dem Ballon verschmolzen. Diese Anordnung mit Innenlage der Verbindungsröhre, bei welcher der Abstechvorgang gleich ohne Zwischenstufe vorgenommen werden muß, eignet sich gut für verschiedene gewöhnliche kürzere Röhren mittlerer Größe, bei welchen durch einen raschen,

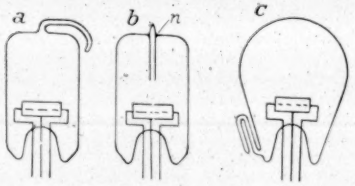


Fig. 4a, b u. c.

ohne besondere Sorgfalt auszuführenden Abstechvorgang die evakuierte und entgaste Röhre vor dem Einströmen der aus der zum Schmelzen gebrachten Abstechstelle befreiten Gase gesichert werden soll und die eine kleine Verlängerung durch die Innenlage des Verbindungsrohres vertragen. Die Ausführungsform (Fig. 4c) ist die universellste. Das Verbindungsrohr hat hier Außenlage, kann daher auch nach Wunsch die Zwischenstufe 2 (Einschnürungsvorgang während der Evakuation bzw. Entgasung) durchmachen und so ermöglichen, extremste Hochvakua einschließen zu können. Zum Unterschied von Fig. 4a ist hier die Abschmelzstellenanordnung in Nähe der Elektrodeneinschmelzungen (Sockelnähe) angebracht, so daß sie mit in den Sockel eingebaut werden kann, somit ganz geschützt und unsichtbar bleibt. Der technische Abschmelzvorgang ist wie in Fig. 4a, nur daß hier das ursprünglich in der Richtung r an den Ballon angeschmolzene Verbindungsrohr entweder bereits oben an der Stelle x_o abgestochen werden kann oder nach Umbiegen bei x_o unten bei x_u. Diese Ausführungsform mit der Abschmelzstellenanordnung im Sockel ist ganz besonders für kleinere Röhren geeignet (z. B. Liliputverstärkerröhren), wo überhaupt nur durch einen Abstechvorgang mit Stufe 2 bei dem kleinen Ballonvolumen der Abschluß eines extremen Hochvakuums ermöglicht wird. Außerdem kann diese Abschmelzstellenanordnung in dieser Lage bei den verschiedensten Röhren Anwendung finden. (Senderröhren, Dewargefäße usw.)

3. Schluß.

Die neue Anordnung der Abschmelzstelle für Hochvakuumröhren ist derart, daß die beim eigentlichen Abstechvorgang noch restlich abgegebenen Gase durch geeignete Anordnung der Strömungswiderstände vor und hinter der Abschmelzstelle im Sinne der Knudsenschen Theorie der Molekularströmung am Einströmen in den Rezipienten gehindert werden. Durch diese Art der Sicherung gegen das Eindringen der beim Abstechvorgang befreiten Gase, wird ein zuverlässigeres Abstechen der Hochvakuumröhren als bisher gewährleistet, da die zur Entgasung der Abschmelzstellenanordnung im Hochvakuum aufzuwendende Sorgfalt noch in einem physikalisch übersehbaren Stadium (am Pumpensystem, eventuell Vakuummeter), daher stets mit Erfolg aufzuwenden ist, wohingegen der eigentliche Abstechvorgang im Gegensatz zum bisherigen, in bezug auf Vakuumverschlechterung nicht regulierbaren, rasch und ohne besondere Vorsicht auszuführen ist, da durch die geeignete Anlage der Strömungswiderstände vor und hinter der Abstechstelle die Konstanthaltung des Hochvakuums zum größten Teil gesichert ist. Ferner ist der neue Abstechvorgang im Vergleich zu dem sehr umständlichen mit zwei Abschmelzstellen und dazwischen geschaltetem Absorptionsmittel ganz einfach und rasch auszuführen und zugleich diesem hinsichtlich Sicherung vor dem Eindringen der Gase aus dem Abstechprozeß bedeutend überlegen.

Außerdem ermöglicht das Zwischenstadium des Einschnürungsvorganges im Hochvakuum vor dem eigentlichen Abstechprozeß eine bisher unerreichbare dauernde Absperrung eines extremsten Hochvakuums.

4. Zusammenfassung.

Beim Abstechen von Hochvakuumrezipienten von der Pumpanlage gelangt gewöhnlich beim Abschmelzvorgang die restliche im Glase noch vorhandene, erst beim Schmelzprozeß losgelöste Gasmenge ins Hochvakuum, und zwar wegen des bedeutend geringeren Strömungswiderstandes gegen den Rezipienten als gegen das Pumpensystem zum größten Teil in den Rezipienten selbst. Eine gänzliche Fernhaltung der beim Abschmelzprozeß aus dem Glase losgelösten Gase vom Rezipienten ist ohne irgendwelche Kunstgriffe nur durch „Überentgasung“ der

Abstechstelle gegenüber dem Schmelzprozeß vermöge Entgasung derselben durch Ionen bzw. Elektronenbombardement zu erreichen, da in diesem Fall beim Abstechen überhaupt kein Gasrest mehr ausgetrieben wird. Sonst aber kann nur durch besondere Kunstgriffe, z. B. durch eine hohe Evakuations- bzw. Entgasungsstufe oder durch rasches Abziehen des hochevakuierten Rezipienten von der Pumpanlage, die durch den Abstechvorgang hervorgerufene Vakuumverschlechterung vermindert werden.

In vorliegender Untersuchung wird unter Anwendung der Knudsenschen Gesetze der Molekularströmung eine neue Abschmelzstellenanordnung derart angegeben, daß die eigentliche Abschmelzstelle am engeren Verbindungsrohr zwischen Rezipienten und dem Pumpensystem im Gegensatz zur bisherigen Lage hart am Rezipienten — an dem der Pumpanlage näher gelegenen Ende — angelegt ist. Dadurch strömt nur ein ganz geringer Bruchteil des befreiten Gasrestes, nämlich im Verhältnis der günstig gewählten Strömungswiderstände gegen das Pumpensystem und gegen den Rezipienten, nach dem hochevakuierten Rezipienten, der größte Teil aber nach dem Pumpensystem. Der neue Abschmelzvorgang zerfällt in drei Stadien: 1. In die Vorrichtung der Abschmelzstellenanordnung vor der Evakuation, 2. in die Einschnürungsperiode während der Evakuation bzw. Entgasung des Rezipienten (bei ursprünglich weitem Verbindungsrohr) und 3. in den eigentlichen raschen Abstechvorgang, der beliebig ohne jedwede Sorgfalt ausgeführt werden kann. Stadium 1, 2 und 3 sind zur Erreichung und Abschließung extremster Hochvakua auszuführen, bei Absperrung gewöhnlicher Hochvakua kann Zwischenstufe 2 ohne Nachteil übergangen werden. Zum Schlusse sind noch einige praktische Ausführungsformen angegeben.

II. Ein „elektrisch gedichteter" Vakuumhahn (bzw. -schliff) durch Anwendung der elektrischen Anziehung nach Johnsen-Rahbek.

1. Einleitung.

Schliffe und Hähne sind Hilfsvorrichtungen der Hochvakuumtechnik, die in sehr vielen Fällen nicht nur nicht entbehrlich sind, sondern gewisse Untersuchungen erst ermöglichen. Und so ist die Zahl der Arten von Spezialhähnen bzw. -schliffen, den vielen physikalischen und chemischen Sonderzwecken entsprechend, sehr groß. Ebenso mannigfaltig ist auch die Art und Weise, diese vielen Konstruktionen von Hähnen und Schliffen vakuumdicht und doch mehr oder weniger beweglich abzuschließen. Trotz der vielen im folgenden kurz erwähnten Spezialdichtungsarten für Vakuumhähne und -schliffe kann man sagen, daß die vorhandenen Dichtungsmöglichkeiten dieser Vakuumbehelfe bei höheren bzw. tieferen Temperaturen (als Zimmertemperatur) ganz unzureichend sind, sei es, daß die Hahnschmieren bei den hohen Temperaturen durch zu hohe Dampfdrucke oder durch Einsickern der dünnflüssigen Schmiere das Vakuum verunreinigen bzw. bei ihrer Verflüchtigung die Abschlüsse nicht mehr abdichten oder daß sie bei den tiefen Temperaturen erstarren, spröde und rissig werden und somit den Hahn oder Schliff nicht mehr dicht halten.

Schliffe und Hähne beliebiger Bauart, deren Schliffflächen zur Abdichtung mit verschiedenen Fetten geschmiert sind, geben die für so viele Untersuchungen unerwünschten Kohlenwasserstoffe hoher Dampfspannung an das Vakuum ab. Die kleinste Dampfspannung hat das vorzügliche Gummifett nach Ramsay (etwa 10^{-5} bis 10^{-6} mm Hg[1]). Zur Verhinderung des Eindringens der Fettdämpfe in Hochvakuumrezipienten bei hoher Pumpgeschwindigkeit hat Gaede[2]) bei breiten Hähnen und Schliffen vorgeschlagen, bloß den breiten Schliffrand mit einem Streifen Gummifett sowie einen außen am Schliffrand vorgelagerten Fettwulst zu dichten, während die Schmalseite des Innenkonus ungefettet bleibt, weil dann der Diffusionswiderstand dieses sehr engen Spalts für das Eindringen der Fettdämpfe in das Hochvakuum sehr groß ist. Sollen Fettdämpfe in der ganzen Apparatur vermieden werden, und ist die Verwendung von Quecksilberdichtungen nicht möglich (tunlich), so werden die Schliffflächen mit feuchtem, also klebrigem Phosphorpentoxyd bestrichen, was sie allerdings „anbacken" läßt und wieder etwas Wasserdampf in die Vakuumapparatur bringt. In ähnlichen Fällen wird die Untersuchung von fettlösenden Stoffen im Vakuum durch Anwendung von in Glyzerin gelöstem Zucker als Schmiermittel ermöglicht, was wieder Glyzerindämpfe im Vakuum verursacht. Schliffverbindungen, meist aus zwei verschiedenen Materialien bestehend, können auch durch ein festes Dichtungsmittel, allerdings unbeweglich, abgedichtet werden, was aber voraussetzt, daß der Lack- bzw. Metallkitt an beiden Schliffmaterialien vakuumsicher adhäriert und sich auch im Ausdehnungskoeffizienten einigermaßen anpaßt, außerdem weder gasdurchlässig noch stark okkludierend ist. Weit geeigneter für manche Untersuchung sind die Quecksilberabschlüsse im Hochvakuum bzw. mit Quecksilber als Sperrflüssigkeit gedichtete Hähne

1) W. Woodrow, Versuche über die Erzeugung und Messung hochgradiger Vakua. Physik. Zeitschr. 15, 868, 1914.
2) W. Gaede, Die äußere Reibung der Gase. Ann. d. Phys. 41, 295, 1913.

bzw. Schliffe für Flüssigkeitsdichtung. Da nun die mit Quecksilber zu dichtenden Hähne bzw. Schliffe schon deshalb nicht auch noch mit Fett zu schmieren sind, weil schon geringe Fettverunreinigungen des Quecksilbers durch Einlagerung von Luftbläschen ein vollkommenes Anschmiegen an das Glas (abdichten) verhindern, so muß, wo dies nur möglich ist, auf ein Schmiermittel überhaupt verzichtet werden, oder, wo die Reibung wie bei großflächigen Hähnen zu groß ist, das anorganische Schmiermittel Graphit eingerieben werden, wodurch zugleich auch Fettdämpfe vermieden werden. Bei den ohne Schmiermittel gebrauchten, gut ineinander passenden (geschliffenen) Hähnen bzw. Schliffen mit Quecksilberdichtung läßt aber das besonders reine Quecksilber mit seiner sehr großen Oberflächenspannung, auf dem peinlichst sauberen Glase aufgegossen, dazwischen noch einen sehr feinen Spalt gegen den Hochvakuumraum offen, so daß Gas von außen in die Apparatur hineindiffundieren kann. Darum wird das Quecksilber zur gründlicheren Abdichtung noch mit einer öligen Flüssigkeit kleinerer Oberflächenspannung (z. B. Glyzerin oder konzentrierte Schwefelsäure) überschichtet. Wenn auch diese Dichtungskombination bei Zimmertemperatur ein ziemlich sicherer Gasabschluß ist, so trifft dies bei höheren Temperaturen aber nicht mehr zu[1]). Außerdem werden bei höheren Temperaturen diese Sperrflüssigkeiten stark verdampfen und man müßte, um ein plötzliches größeres Undichtwerden zu vermeiden, spezielle Vorkehrungen, z. B. automatisches Nachfüllen des Quecksilbers oder Kühlen des Schliffes bzw. Hahnes usw. treffen, was nicht immer möglich ist. Die idealste Quecksilberdichtung ist die in den bei Hochvakuumarbeiten sehr beliebten Quecksilberbarometerabschlüssen in den Hochvakuumleitungsröhren selbst verwendete; während für die sog. Prytzverschlüsse[2]), bei welchen der Abschluß gleichfalls durch Quecksilberdichtung vorgenommen wird, die Öffnung aber nicht durch weite Verbindungsröhren, sondern durch poröse Zellen von Schamotte, Ton, bzw. Porzellanmasse geschieht, sowohl wegen der hohen Gasabsorptionsfähigkeit der großflächigen porösen Verbindungswand, als auch wegen der kleinen Strömungsgeschwindigkeit durch die kapillaren Verbindungswege, die Anwendungsmöglichkeit eine sehr eingeschränkte ist und für Hochvakuumuntersuchungen aus diesen Gründen so ziemlich ausgeschlossen bleibt. So wertvoll für viele Hochvakuumuntersuchungen die Quecksilberbarometerabschlüsse auch sein mögen, sind sie bei einer ganzen Reihe von Spezialuntersuchungen aus vielerlei Gründen nicht anwendbar. Überall, wo Quecksilberdämpfe bzw. flüssiges oder festgefrorenes Quecksilber vermieden werden soll, muß man auf diese Abschlußvorrichtung verzichten. Dazu gehören alle jene chemisch-physikalischen Untersuchungen, bei welchen entweder solche Gase und Dämpfe zur Beobachtung gelangen, die selbst vom Quecksilber stark angegriffen (oder absorbiert) werden, oder aber korrosive Gase und Dämpfe, durch welche das Quecksilber selbst verändert wird, ferner auch solche Versuchsanordnungen, wo der durch den Barometerverschluß abgesperrte Rezipient auf höheren Temperaturen gehalten wird und der Totaldruck im Rezipienten trotzdem nicht über einen bestimmten niedrigen Druck ansteigen darf; also alle jene Fälle, bei denen der Quecksilberdampf (bei Zimmertemperatur Dampfspannung etwa 10^{-3} mm *Hg*) vor dem Rezipienten nicht ausgefroren werden kann.

Es gibt dann noch verschiedenartige Kunstgriffe, um ein passendes Festsitzen bzw. Dichthalten verschiedener Hähne bzw. Schliffe zu erreichen. So haben die verschiedenartigen mechanischen Vorrichtungen zum gegenseitigen Festhalten von Kern und Mantel (wie elastische Bänder, Spiral- und andere Federungen usw.) den Zweck, fett- oder quecksilbergedichtete Hähne bzw. Schliffe nicht nur gegen Auseinandertreiben der beiden Schliffteile bei Überatmosphärendruck im Innern, sondern auch gegen Lockerung derselben bzw. Abfallen eines Schliffteiles bei gefährdeter Lage zu sichern. Auch der Außenatmosphärendruck wird bei manchen fett- oder quecksilbergedichteten Vakuumhähnen verwertet, um das Hahnküken fest in das Hahngehäuse einzupressen. Zur besseren Befestigung von Kern und Mantel ohne die Gefahr des Festklemmens dienen Hähne bzw. Schliffe, bei denen Küken und Mantel aus verschiedenem Material (z. B. Glas und Porzellan oder Glas einer Sorte und Glas einer anderen Sorte) gearbeitet sind, da diese trotz festen Ineinanderschiebens sich niemals gegenseitig so stark verklemmen wie die aus gleichartigem Material. Doch haben die aus ganz demselben Material bestehenden Hahn- bzw. Schliffteile andererseits wieder den Vorteil, daß sie sich beim Schleifen inniger zusammenreiben und so fest aufeinander passen; das gegenseitige Verklemmen wird hier durch Anwärmen leicht gelöst, da sich hierbei der Mantel schneller erwärmt als das Küken. Mitunter werden auch zwei hinsichtlich des Wärmeausdehnungskoeffizienten verschiedene Hahn- bzw. Schliffmaterialien für Kern und Mantel zum Zwecke passenderen Sitzens bzw. besseren Dichthaltens in kaltem Zustand derart gewählt und angeordnet,

1) W. Gaede, Die äußere Reibung der Gase l. c.
2) K. Prytz, Poröse Körper als Durchwege für Gase. Poröser Kontakt. Ann. d. Phys. **18**, 617, 1905. A. Stock, Fettfreie Ventile für Arbeiten mit Gasen. Physik. Zeitschr. **18**, 103, 1917.

daß sie im angewärmten Zustand drehbar ineinander geschoben werden, damit dann im abgekühlten Zustand infolge stärkeren Zusammenziehens des Mantels im Vergleich zum Kern die Dichtungsflächen fest aufeinandergepreßt werden. Ebenso wie hier die größere Kältezusammenziehung des Mantels für Dichtungszwecke bei niederer Temperatur als der Zusammensetztemperatur der Schliffteile verwertet wird, ließe sich auch der umgekehrt gewählte Fall, die größere Wärmeausdehnung des Kerns für Dichtungszwecke bei höherer Temperatur als der Temperatur bei Zusammensetzung der Schliffteile entspricht, verwerten. Doch scheint eine derartige Gegeneinanderpressung beider Schliffteile durch Erwärmung oder Abkühlung gar nicht bedenkenlos zu sein, zumal bei höheren und bei sehr tiefen Temperaturen eine das Festpassen beeinträchtigende Oberflächenveränderung der beiden verschiedenen Schliffmaterialien eintreten kann, ja sogar ein „Verziehen" der beiden Dichtungsflächen. Außerdem ist man bei Heranziehung der Wärmeausdehnung als Dichtungsfaktor (thermische Abdichtung) von vornherein an bestimmte Hahnmaterialien gebunden, was nicht immer im Bereich des Möglichen liegt.

Nichtdestoweniger scheint diese Dichtungsart durch Gegeneinanderpressen gut aufpassender Schliffteile die einzige zu sein, die bei höheren Temperaturen anwendbar bleibt, da sie jederart leicht- oder zähflüssiger Dichtungszwischenmittel entbehrt. Der Grundgedanke, der dem im folgenden Abschnitt im Prinzip zur Erörterung gelangenden „elektrisch gedichteten" Vakuumhahn zugrundeliegt, ist auch der, die starke Zusammenpressung glatter gut passender Schliffflächen für Dichtungszwecke beizubehalten, ohne aus angeführten Gründen die Wärmeausdehnung hierfür verwenden zu müssen. Die gegenseitige Zusammenpressung bzw. Ineinanderpressung geschieht hier durch elektrische Anziehung durch Coulombsche Kräfte, wie sie im sogenannten elektrostatischen Relais nach Johnsen-Rahbek auftreten. Derartig gedichtete Vakuumhähne bzw. -schliffe werden besonders bei allen jenen physikalischen und physikalisch-chemischen Untersuchungen Anwendung finden können, bei denen weder irgendwie geschmierte noch mit Quecksilber und öligen Flüssigkeiten abgedichtete Hähne bzw. Schliffe aus gleichem oder verschiedenartigem Schliffmaterial, noch Quecksilberbarometerabschlüsse aus irgendwelchen Gründen physikalischer oder chemischer Natur verwendet werden dürfen. Außerdem sind sie als Spezialhähne bzw. Schliffe für höhere und sehr tiefe Temperaturen gedacht (ohne daß die Wärmeausdehnung selbst als fraglicher Dichtungsfaktor herangezogen wird), wo alle anderen beweglichen Vakuumverschlüsse ziemlich untauglich werden, ja sogar ganz versagen. Auch als Hähne und Schliffe für starke Überdrucke werden sich die „elektrisch gedichteten" Hahnkombinationen sehr gut eignen.

2. Das Prinzip des „elektrisch gedichteten" Vakuumhahnes.

Unter einem „elektrisch gedichteten" Vakuumhahn bzw. -schliff soll im allgemeinen ein schmiermittelfreier, ohne Quecksilber und ölige Flüssigkeiten gedichteter Vakuumhahn bzw. -schliff verstanden werden, bei welchem an Stelle der Nutzbarmachung der gewaltigen natürlichen molekularen Anziehungskräfte der Adhäsion, wie sie bei Zwischenschaltung von leicht- bzw. -zähflüssigen Schmier-(Dichtungs-)Mitteln zwischen die zu dichtenden Schliffflächen auftreten, die künstlichen elektrischen Anziehungskräfte (Coulombschen Kräfte) im Sinne des sog. elektrostatischen Relais von Johnsen-Rahbek durch die durch sie ausgelöste feste Ineinanderpressung beider Schliffteile als Dichtungsfaktor fungieren.

Bekanntlich läßt sich das Gesetz für die elektrostatische Anziehungskraft p zwischen elektrisch geladenen Platten

$$p = \left(\frac{E}{h}\right)^2 \varepsilon f A,$$

wo f die Fläche der Platten, h der gegenseitige Abstand, E die Ladespannung, ε die Dielektrizitätskonstante des Zwischenmediums und A eine Konstante bedeuten, für jede isolierende Flüssigkeit als Zwischenmedium sehr leicht experimentell bestätigen. Das obige Gesetz gilt aber auch für den Fall eines festen Stoffes als Dielektrikum, sofern dieser den Raum zwischen den Platten vollkommen ausfüllt. Ist aber die eine Seite des als planparallele Platte gedachten festen Isolierstoffes mit einer künstlich aufgebrachten, dicht anschmiegend oder fest aufgestäubten oder gegossenen oder aufgespritzten leitenden Belegung verbunden und die andere Seite der festen Isolierstoffplatte sowie die zweite bloß lose aufliegende Metall(-platten)-Belegung nicht ganz vollkommen eben (keine ideale Planheit), wie es auch bei ungefetteten Hähnen und Schliffen der Fall ist, so daß nicht mehr die bei vollkommener Planheit auftretenden gewaltigen molekularen Kräfte der Adhäsion die elektrostatischen Anziehungskräfte stark überwiegen, dann findet eine wirkliche Berührung der beiden „glatten" Flächen nicht mehr an allen Flächenpunkten statt, sondern es befindet sich an den übrigen Stellen zwischen Isolierstoff und Metall eine sehr dünne Schicht feuchten an das Plattenmaterial gebundenen

Gases von wechselnder Dicke. Aber auch wenn die Planheit nach der Bearbeitung (Polieren) eine ideale wäre, so tritt durch die Berührung mit der feuchten Atmosphäre an den Oberflächen bald eine wesentliche Gas- bzw. Flüssigkeitshaut auf, die eine direkte Berührung der beiden Plattenmaterialien verhindert. Größenordnungsweise wurde für derartige Zwischenschichten übereinstimmend eine Schichtdicke von maximal 10^{-4} cm und ein Widerstand von 10^8 Ω sowohl aus der großen Kapazität eines Systems: Oberfläche des Halbleiters — Zwischenschicht — aufgelegte Metallplatte[1]) wie aus der gemessenen Anziehungskraft zwischen Halbleiter und Metallplatte nach der W. Thomsonschen Formel für die Anziehung zweier Kondensatorplatten[2]) bestimmt. In den Fällen fester isolierender Zwischenmedien treten wegen dieser Gas- bzw. Flüssigkeitsschichten auch scheinbare Abweichungen vom Coulombschen Gesetz auf. Eine Durchrechnung dieses Spezialfalles nach der Maxwellschen Theorie der geschichteten Dielektrika aber ergibt bei Gleich- und Wechselspannung beliebiger Frequenz für die Anziehungskraft bei einem idealen festen Isolierstoff infolge jener Gas- bzw. Flüssigkeitsschicht zwischen den wenigen Berührungspunkten einen nur wenig von der Dicke minimaler Gasschicht abhängigen nahezu ε mal größeren Wert als bei einer Isolierflüssigkeit gleicher Dielektrizitätskonstante ε[3]). Noch unvergleichlich größer werden die Anziehungskräfte für einen Isolierstoff mit Leitfähigkeit und dielektrischem Verlust, d. h. wenn die Plattenzusammenstellung derart getroffen ist, daß die eine Metallplatte mit der einen Fläche eines Halbleiters (z. B. Alkaliglas V 47) fest und ganz anschmiegend verbunden ist, während auf ihrer anderen glatten Fläche die andere glatte Metallfläche lose aufliegt. Die gewaltigen Anziehungskräfte sind dann fast unabhängig von den individuellen elektrischen Eigenschaften des halbleitenden Zwischenmediums und seiner Dicke, sondern wesentlich von der Beschaffenheit (z. B. Dicke) der Zwischenschicht zwischen Halbleiterebene und Metallspiegel abhängig, da der Widerstand dieser Übergangsschicht groß gegenüber dem Widerstand des Halbleiters ist, so daß die ganze Spannung praktisch an der Übergangsschicht liegt. Diese Erscheinung ist bei Anwendung von Gleichstrom unter dem Namen Johnsen-Rahbek-Effekt für Relaiszwecke bekannt. Die dabei auftretenden Anziehungskräfte sind nur scheinbar elektrostatische, da zu ihrer Aufrechterhaltung ein wenn auch noch so kleiner Strom durch das ganze System hindurchgehen muß. Die Gesetzmäßigkeit für die Anziehungskraft[1]) zwischen der „glatten" lose aufliegenden Metallplatte und der ihr in dem geringen Abstand x der Übergangsschicht gegenüberliegenden „glatten" Halbleiterfläche ist

$$[P] = \left(\frac{E}{x}\right)^2 fA,$$

wobei E die volle angelegte Spannung, x der geringe Abstand der Übergangsschicht und f die Fläche bedeutet. Irgendeine Material- bzw. Dickenabhängigkeit des Halbleiters ist in dieser Formel nicht enthalten. Die Kraftwirkung ist vorhanden bei der symmetrischen Anordnung von zwei mit Metallbelegung versehenen Halbleiterplatten (sie können auch verschiedenartig sein), die mit den plangeschliffenen Flächen aufeinandergelegt sind[2]). Diese Kraft $[P]$ wird in Wirklichkeit noch durch die Oberflächenleitung beeinträchtigt, welche von der leitenden Berührung der Metallplatte mit der Halbleiterplatte in einer Anzahl von Punkten herrührt. Der wesentlichste Spannungsabfall liegt jedoch unmittelbar an der Berührungsstelle, da der Querschnitt der Berührungsstellen sehr klein ist gegenüber dem großen für die Aufladung maßgebenden Querschnitt der Umgebung; somit ist die Herabsetzung der Gesamtanziehungskraft durch die Oberflächenleitung ganz gering. Solche Oberflächenleitung kann bei einem im Innern hochisolierenden Dielektrikum, dessen Oberfläche aber nicht vollkommen isoliert wie z. B. Minosglas bei Anwendung von Gleichspannung die Anziehungskräfte vollkommen zum Verschwinden bringen, jedoch bei Anwendung von Wechselspannung beliebiger Frequenz entsprechen selbst bei merklicher Oberflächenleitung die Anziehungskräfte denen beim idealen festen Isolierstoff. Während bei hochisolierenden Stoffen mit und ohne Oberflächenleitung als Zwischenmedium zwischen den Metallplatten sich bei Anwendung von Wechselspannung hoher und sehr niedriger Frequenz kein wesentlicher Unterschied der Anziehungskraft zeigt, nimmt die Anziehungskraft bei einem Halbleiter mit zunehmender Frequenz der Wechselspannung sehr stark ab. Bei niedriger Frequenz der angelegten Wechselspannung ist die Anziehungskraft

$$[P] = \left(\frac{E}{x}\right)^2 fA,$$

1) E. Regener, Über Erzeugung von hohen Spannungen mit Hilfe des sog. elektrostatischen Relais. Zeitschr. f. techn. Phys. **3**, 220, 1922.

2) W. Kramer, Die Gleichrichtwirkung des sog. elektrostatischen Relais. Zeitschr. f. techn. Phys. **27**, 81, 1924.

3) H. Schering und R. Schmidt, Die elektrostatische Anziehung bei festen Isolierstoffen. Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 19, 1925.

1) H. Schering und R. Schmidt, l. c.

2) W. Kramer, l. c. S. 77.

also nahezu gleich dem Werte bei Anwendung von Gleichspannung, weil bei niedriger Frequenz die Oberfläche der Halbleiterplatte gegenüber der Metallplatte nahezu auf den vollen Augenblickswert der angelegten Wechselspannung geladen wird. Also resultieren auch für Wechselspannung niedriger Frequenz beim Halbleiter als Zwischenmedium, sofern der Übergangsabstand x nur sehr klein ist, sehr große Anziehungskräfte, dagegen nehmen die Anziehungskräfte bei höherer Frequenz der Wechselspannung sehr stark ab, da die Aufladung der Oberfläche durch Leitung dem raschen Wechsel der Spannung nicht mehr so folgen kann. Ja sogar ein loser Kontakt zweier metallischer eben polierter Pole hat einen so großen elektrischen Widerstand (mehr als 10^8 Ω), daß sich die Kontaktflächen mit meßbaren Kräften anziehen; zur Vermeidung eines natürlich bald eintretenden elektrischen Kurzschlusses braucht man nur in den Stromkreis große elektrische Widerstände einzuschalten, welche am Potentialabfall zwischen Plattenenden nichts ändern und dann also dieselbe Rolle zu spielen scheinen wie die Halbleiter beim Johnsen-Rahbek-Phänomen[1]).

Nach kurzer Erörterung der Gesetzmäßigkeiten der elektrischen Anziehungskräfte zweier metallischer Pole (Kondensatorplatten mit einem festen Zwischenmedium verschiedenen elektrischen Verhaltens und den spontan auftretenden geringen, aber für den Anziehungsvorgang höchst bedeutsamen Gas- bzw. Feuchtigkeitsschichten, soll im folgenden die prinzipielle Möglichkeit gezeigt werden, für vorhandene bzw. wünschenswerte Hahn- bzw. Schliffkombinationen unter bestimmten physikalischen Bedingungen die für die „elektrische Abdichtung" nötigen Betriebsumstände und Betriebsbedingungen anzugeben, bzw. die für gewisse Spezialuntersuchungen im Vakuum und Hochvakuum geeigneten Hahn- bzw. Schliffkombinationen so zu treffen, daß die für die „elektrische Abdichtung" nötigen Betriebsbedingungen mit den Versuchsbedingungen der Apparatur vereinbar sind. Prinzipiell gilt das für Hähne anzugebende auch für Schliffe; doch muß man im praktischen Falle bedenken, daß bei Hahnkombinationen das Konstruktionsmaterial vor und nach dem Hahne das gleiche ist, und nur der in den Mantel aus diesem Material eingeführte Kern aus anderem Material gefertigt zu sein braucht, während beim einfachen Schliff vor und hinter demselben gewöhnlich verschiedene Schliffstoffe zur Verwendung gelangen und nur in Spezialfällen auch das gleiche Material. Doch liegen diese Materialanordnungen bei Hähnen und Schliffen gerade innerhalb der von der neuen Konstruktion beanspruchten Forderungen. Außerdem sind bei Schliffkombinationen die ganzen Angriffsflächen frei verfügbar, wogegen sie bei Hahnkombinationen durch die Bohrungen bzw. Ansätze durchbrochen sind. Alle übrigen Unterschiede zwischen Hähnen und Schliffen sind bloß spezieller Natur und können bei Verwendung der „elektrischen Abdichtung" am besten ganz vermieden werden.

Bei den meisten[1]) Schliff- bzw. Hahnflächen handelt es sich um Kegelmantelflächen, welche die Rolle der ebenen Flächen bei dem im Vorhergehenden im allgemeinen gesetzmäßig erörterten Problem der Stärke der Anziehungskräfte eines elektrischen Kondensators mit verschiedener Zwischenschicht vertreten. Kern und Mantel von „elektrisch zu dichtenden" Hahn- bzw. Schliffkombinationen sind aus verschiedenem oder seltener aus dem gleichen Material hergestellt, ineinander gut passend eingerieben, so daß die stets noch übrig bleibende „Übergangsschicht" von Kern auf Mantel höchstens von der Dickengrößenordnung der „Übergangsschicht" beim Kondensator mit festem Zwischenmedium ist. Die Materialauswahl kann, wie im folgenden Kapitel angedeutet ist, so reichhaltig gemacht werden, daß alle gewünschten Kombinationen vertreten sind. Natürlich müssen in jeder dieser Kombinationen stets metallisches und mehr oder minder leitendes Isolationsmaterial vorkommen; doch können sowohl das Metall als auch der „Isolator" bloß als Hilfsmaterial dienen, wie als Metallschicht auf „Isoliermaterial" bzw. „Isolierschicht" auf Metall, und die eigentlichen Hahn- bzw. Schliffteile aus anderen für die betreffenden physikalischen oder chemischen Untersuchungen geeigneteren Stoffen hergestellt sein.

Die folgende Tabelle soll eine Übersicht geben über die prinzipiell und praktisch möglichen „elektrisch abdichtbaren" Hahn- und Schliffkombinationen in Hinsicht auf die Materialanordnung bei Kern und Mantel, auf Haupt- und Hilfsmaterial, Übergangsschicht (d. i. die zwischen den aufeinander abgleitenden Schliffflächen vorhandene Luft oder Feuchtigkeitsschicht) und Betriebs- (d. s. die „elektrischen Abdichtungs") Bedingungen. Bei den Hähnen stellt das Hahnmantelmaterial zugleich auch das Material für die beiden Rohrverbindungsansätze dar.

In umstehender Tabelle sind unter Mantel und Kernmaterial die Schliffmaterialien bloß in bezug auf ihre elektrischen Konstanten charakterisiert, was für das Funktionieren einer derartigen Hahn- bzw. Schliffkombination genügt. Unter

1) J. Waszik, Beitrag zur Erklärung der elektrischen Anziehung, die als Johnsen-Rahbek-Phänomen bezeichnet wird. Zeitschr. f. techn. Physik **5**, 29, 1924.

1) Bei Rezipienten auf Rezipiententellern ist auch die ebene Flächenanordnung vorhanden.

Tabelle.

Übersicht über prinzipiell und praktisch mögliche „elektrisch abdichtbare" Hahn- und Schliffkombinationen.

Hahn- bzw. Schliff-Mantelmaterial	Hahn- bzw. Schliff-Kernmaterial	Übergangsschicht		Betriebsbedingung
Halbleiter mit Metallschicht außen	Metall	Halbleiter-Metall	I.	Gleichspannung oder Wechselspannung niedriger Periodenzahl.
Halbleiter mit Metallschicht außen	Metall	Halbleiter-Metall		
Metall	Halbleiter mit Metallschicht innen	Metall-Halbleiter		Praktisch günstige Materialien: Halbleiter: z. B. Alkaliglas oder erhitztes Glas, gewisses Steinmaterial und Kunststeinmasse (hocherhitzbar). Metall: z. B. Stahl.
Metall	Halbleiter mit Metallschicht innen	Metall-Halbleiter		
Metall mit Halbleiterschicht innen	Metall	Halbleiterschicht-Metall		
Metall mit Halbleiterschicht innen	Metall	Halbleiterschicht-Metall		Halbleiterschicht: z. B. gewisse Metalloxyde (schwer schmelzbar). Metallschicht: z. B. Aluminiumfolie, Platinüberzug (erhitzbar), leichtflüssige Legierungen sog. Metallkitte.
Halbleiter mit Metallschicht außen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Halbleiter-Metallschicht		
Halbleiter mit Metallschicht außen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Halbleiter-Metallschicht		
Metall mit Halbleiterschicht innen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Halbleiterschicht-Metallschicht		Gleichspannung oder Wechselspannung beliebiger Frequenz.
Metall mit Halbleiterschicht innen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Halbleiterschicht-Metallschicht		
Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	Metall	Isolator-Metall		Praktisch günstige Materialien: Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung): z. B. diverse Glassorten wie Borosilikatkronglas, Quarz, Porzellan (hocherhitzbar).
Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	Metall	Isolator-Metall		
Metall	Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung) mit Metallschicht innen	Metall-Isolator		Metall: z. B. Stahl.
Metall	Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung) mit Metallschicht innen	Metall-Isolator		Isolatorschicht: z. B. gewisse Emailsorten, gewisse Metalloxyde (schwer schmelzbar).
Metall mit idealer Isolatorschicht (ohne Oberflächenleitung) innen	Metall	Isolatorschicht-Metall	II.	Metallschicht: z. B. Aluminiumfolie, Platinüberzug, leichtflüssige Legierungen sog. Metallkitte.
Metall mit idealer Isolatorschicht (ohne Oberflächenleitung) innen	Metall	Isolatorschicht-Metall		
Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	Isoliermaterial mit Metallschicht außen	Isolator-Metallschicht		
Idealer Isolator (ohne Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	Isoliermaterial mit Metallschicht außen	Isolator-Metallschicht		
Metall mit idealer Isolatorschicht (ohne Oberflächenleitung) innen	Isoliermaterial mit Metallschicht außen	Isolatorschicht-Metallschicht		
Metall mit idealer Isolatorschicht (ohne Oberflächenleitung) innen	Isoliermaterial mit Metallschicht außen	Isolatorschicht-Metallschicht		

„Isoliermaterial" schlechtweg kann jeder Isolierstoff verstanden werden, unabhängig von Art und Grad der Abweichung seiner elektrischen Eigenschaften vom idealen Zustand, also unabhängig von dielektrischem Verlust und Leitfähigkeit an der Oberfläche sowie im Innern. Da im Normalfall außer den zwei gegeneinander geschliffenen Trennungsflächen des Hahns bzw. Schliffs, die entweder eine aus metallischem und die andere aus „Isoliermaterial" oder auch beide aus gleichartigem oder verschiedenartigem „Isoliermaterial" bestehen können, noch eine weitere metallische Fläche für die „elektrische Abdichtung nötig ist, so müssen im ersten Fall die einer „Isolatorfläche", im zweiten Fall beide „Isolatorflächen" mit einer Metallschicht überzogen sein. In Spezialfällen wo es nicht verlangt wird, daß jedes der beiden Schliffmaterialien einheitlich ist und als solches in seinem weiteren Verlauf auch der übrigen Apparatur angehört, können bei den „elektrisch abzudichtenden" Hähnen und Schliffen an deren Stelle schichtenweise Hilfsmaterialien treten, wel-

Tabelle. (Fortsetzung.)

Übersicht über prinzipiell und praktisch mögliche „elektrisch abdichtbare" Hahn- und Schliffkombinationen.

Hahn- bzw. Schliff-Mantelmaterial	Hahn- bzw. Schliff-Kernmaterial	Übergangsschicht	Betriebsbedingung
Isolator (mit Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	Metall	Isolator-Metall	
Isolator (mit Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	Metall	Isolator-Metall	
Metall	Isolator (mit Oberflächenleitung) mit Metallschicht innen	Metall-Isolator	
Metall	Isolator (mit Oberflächenleitung) mit Metallschicht innen	Metall-Isolator	
Metall mit Isolatorschicht (mit Oberflächenleitung) innen	Metall	Isolatorschicht-Metall	III. Nur Wechselspannung beliebiger Frequenz. Praktisch günstige Materialien: Isolator (mit Oberflächenleitung): z. B. Minosglas oder andere gut isolierende Glassorten mit Oberflächenleitung (infolge Feuchtigkeit). Metall: z. B. Stahl. Isolatorschicht (mit Oberflächenleitung): z. B. gewisse Emailsorten, gewisse Metalloxyde (schwer schmelzbar). Metallschicht: z. B. Aluminiumfolie, Platinüberzug, leichtflüssige Legierungen) sog. Metallkitte.
Metall mit Isolatorschicht (mit Oberflächenleitung) innen	Metall	Isolatorschicht-Metall	
Idealer Isolator (mit Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Isolator-Metallschicht	
Idealer Isolator (mit Oberflächenleitung) mit Metallschicht außen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Isolator-Metallschicht	
Metall mit Isolatorschicht (mit Oberflächenleitung) innen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Isolatorschicht-Metallschicht	
Metall mit Isolatorschicht (mit Oberflächenleitung) innen	„Isoliermaterial" mit Metallschicht außen	Isolatorschicht-Metallschicht	
„Isolator" mit Metallschicht außen	„Isolator" mit Metallschicht innen	„Isolator"-„Isolator"	IV. Art der Spannung je nach den elektrischen Eigenschaften des „Isolierstoffes" nach I, II und III wählbar. Auch die Materialien sind analog I, II und III zu bestimmen. Die beiden in der Übergangsschicht angrenzenden „Isolierstoffe" müssen nicht die gleichen elektrischen Eigenschaften haben.
„Isolator" mit Metallschicht außen	„Isolator" mit Metallschicht innen	„Isolator"-„Isolator"	
„Isolator" mit Metallschicht außen	Metall mit „Isolierschicht" außen	„Isolator"-„Isolierschicht"	
„Isolator" mit Metallschicht außen	Metall mit „Isolierschicht" außen	„Isolator"-„Isolierschicht"	
Metall mit „Isolierschicht" innen	„Isolator" mit Metallschicht innen	„Isolierschicht"-„Isolator"	
Metall mit „Isolierschicht" innen	„Isolator" mit Metallschicht innen	„Isolierschicht"-„Isolator"	
Metall mit „Isolierschicht" innen	Metall mit „Isolierschicht" außen	„Isolierschicht"-„Isolierschicht"	
Metall mit „Isolierschicht" innen	Metall mit „Isolierschicht" außen	„Isolierschicht"-„Isolierschicht"	

che bloß im Umkreis des Wirkungsbereiches der „elektrischen Abdichtung" eingesetzt sind. Dies wird z. B. dort erforderlich sein, wo diesseits und jenseits des Hahns bzw. Schliffs in der Apparatur bloß „Isoliermaterial", bei Hähnen gleichen und bei Schliffen gleichen oder verschiedenen elektrischen Verhaltens vorhanden ist und die Metallflächen dann durch künstlich aufgebrachte Schichten zugelegt werden, wie ähnlicherweise z. B. bei „metallischen" Apparaturen wieder künstlich aufgebrachte „Isolierflächenschichten" für „elektrische Abdichtung" nötig sind. Die Fülle solcher Fälle erhellt aus der vollständigen Tabelle. Unter aufgebrachter Schicht außen bzw. innen soll bei Hahn- und Schliffmänteln eine Schicht auf dem Kern gegen die innere Mantelfläche bzw. gegen den Innenraum (Vakuum) der Apparatur verstanden werden. Das Aufbringen von Metall- bzw. „Isoliermaterial"-Schichten wird so gehandhabt wie es für die verschiedensten Fälle in Physik und Technik üblich ist (durch Aufkleben, Aufstäuben, Aufgießen, Aufspritzen usw.), wobei nur auf die Einheitlichkeit des elektrischen Charakters sowie auf die jeweils erforderliche Festigkeit und Schichtdicke besonderes Augenmerk zu legen ist. Mit Rücksicht auf die Einheitlichkeit des elektrischen Charakters werden z. B. Metallschichten (Aluminiumfolie), welche

angeklebt werden sollen, mit Wasserglas also „leitend" aufgeklebt. Bezüglich Festigkeit und Schichtdicke der Hilfsflächen ist ausschlaggebend, ob sich die Hilfsflächen auf der Schlifftrennungsfläche befinden oder gegen den Außen- oder Innenraum der Apparatur. An den Schlifftrennungsflächen dürfen die Schichten nicht nur nicht zu dünn (weil zu schnell abgenützt), sondern müssen fest (weil sonst abreibbar) aufgebracht sein. Demnach eignen sich als Hilfsmaterial an den Schlifftrennungsflächen bloß aufgegossene bzw. aufgespritzte Schichten, während als Hilfsmaterial gegen den Außen- bzw. Innenraum der Apparatur auch aufgestäubte bzw. aufgeklebte Schichten verwendet werden können. Was das Aufbringen von „Isoliermaterial"-Schichten als Hilfsmaterial betrifft, so kann dies sehr haltbar entweder durch Bildung einer Oxydationsschicht auf einer der beiden für die „elektrische Abdichtung" erforderlichen Metallflächen hergestellt werden oder durch Aufguß von geeigneten „Isolierstoffen" auf die metallischen Oberflächen der „Schliffkondensatorplatten". Die Wahl der für die „elektrische Abdichtung" erforderlichen Schliffflächenmaterialien als Haupt- sowie als Hilfsflächen erfolgt, soweit nur die elektrischen Bedingungen für das Auftreten elektrostatischer Anziehungskräfte bei festen „Isolierstoffen" erfüllt werden, bloß nach den für bestimmte physikalische bzw. physikalisch-chemische Versuchsanordnungen erforderlichen bzw. gewünschten Hahn- bzw. Schliffzusammenstellungen. Unter Spalte „Betriebsbedingungen" sind auch einige für die jeweiligen in bezug auf ihr elektrisches Verhalten verschiedenen Zusammenstellungen geeignete Materialien enthalten. So wird als massiver Metallschliff Stahl oder ein anderes für Schliffzwecke geeignetes Metall empfohlen; als Metallüberzug sei es als zweite Schliffkondensatorplatte, sei es als Hilfsmaterial an den Schlifftrennungsflächen leichtflüssige Legierungen, sog. Metallkitte, Platinüberzug, letzterer erhitzbar, an den Flächen gegen den Außen- und Innenraum der Apparatur mit Wasserglas aufgeklebte Aluminiumfolie. Für massive Halbleiterflächen eignen sich bei Hähnen und Schliffen ganz besonders stark alkalihaltiges Glas (wie Alkaliglas V 47[1]) oder gewöhnliches aber erhitztes Glas, auch vakuumdichtes halbleitendes Steinmaterial und Kunststeinmasse (meist hocherhitzbar); für ideale Isolatorflächen ohne jedwede Oberflächenleitung verschiedene hochisolierende Gläser (z. B. Borosilikatkronglas), auch Quarz und Porzellan, letztere hocherhitzbar; für Isolatorflächen mit Oberflächenleitung z. B. Minosglas, welches einen Durchgangswiderstand für 1 qcm bei einer mittleren Dicke von 1 mm von mehr als $10^{13}\,\Omega$ hat, während sein Oberflächenwiderstand selbst nach gründlichem Reinigen und Spülen mit destilliertem Wasser und gutem Trocknen etwa $2 \cdot 10^{12}\,\Omega$ beträgt, ferner andere im Innern hochisolierende Glassorten, die durch angezogene Feuchtigkeitsschichten an der Oberfläche genügend oberflächenleitend geworden sind. Als Hilfsmaterial für die „Isolierschichten" eignen sich sowohl Oxydationsschichten auf gewissen als Schliffkondensatorplatten verwendeten Metallflächen, wie auch gewisse Emaillesorten auf den Metallflächen; die Metalloxyde und Metallüberzüge können je nach gewünschtem elektrischen Verhalten und Erhitzbarkeit ausgewählt werden.

Die Übergangsschicht zwischen den beiden Schliffteilen bildet — wie bereits im allgemeinen vorerwähnt — die stets zwischen Schlifflächen natürlicherweise vorhandene und für die Einleitung der „elektrischen Abdichtung" notwendige Gas- bzw. Feuchtigkeitsschicht von der maximalen Dicke 10^{-4} cm und dem Widerstand $10^{8}\,\Omega$. Sie liegt entweder zwischen einem Schliffteil aus Metall bzw. einem mit Metallüberzug und einem zweiten Schliffteil aus „Isoliermaterial" bzw. mit „Isoliermaterialschicht" oder auch zwischen zwei Schliffteilen aus „Isoliermaterial" bzw. mit „Isoliermaterialschicht". Grobe Flüssigkeitshäutchen haften bei vielen Materialien an den geschliffenen bzw. polierten Oberflächen nur soweit sie keine spezielle Vorbehandlung, wie gründliche Reinigung, Spülung mit destilliertem Wasser und Trocknung erfahren haben. Dünne Gas- bzw. Flüssigkeitsschichten aber sind auf allen Oberflächen, die keine besondere Hochvakuum- und Entgasungsbehandlung durchgemacht haben, stets vorhanden und bleiben sehr hartnäckig darauf; diese sowie die zwischen zwei gegeneinander eingeriebenen Schlifflächen noch eingeschlossene Gas- bzw. Feuchtigkeitsschicht machen die zur Einleitung der „elektrischen Abdichtung" erforderliche Übergangsschicht aus[1]).

Der Fall eines Hahnes, dessen Mantel und Rohransätze aus irgendeinem „Isoliermaterial" bestehen und durch dessen Metallkonus sowie metallischen Manteleberzug die Hahnzusammenstellung die notwendigen Elemente für „elektrische Abdichtung" erhält, ist eigentlich in jeder Vakuumapparatur, in welcher das metallische Kernmaterial (des Hahnes) nicht stört, möglich (Fig. 1). Metallisches Material für Kerne bei Schliffen für „elektrische Abdichtung" ist überall dort bereits vor-

1) Der Sendlinger Glaswerke.

1) Möglich wäre auch eine künstlich aufgebrachte gespritzte bzw. oxydierte feste isolierende Übergangsschicht, welche den Vorteil der Unveränderlichkeit und somit einer bei gleicher Betriebsspannung konstant wirkenden Anziehungskraft, gegenüber dem Nachteil des Fehlens der Selbstregulierung hat.

handen, wo ein Teil der Vakuumapparatur, entweder der Pumpenteil (z. B. Metallpumpenaggregat) oder der Rezipiententeil (z. B. Metall-Röntgenröhre) aus Metall gefertigt ist; soll einer dieser metallischen Teile der Vakuumapparatur mit dem andern nicht metallischen Teil derselben durch einen Schliff verbunden werden, so braucht bloß

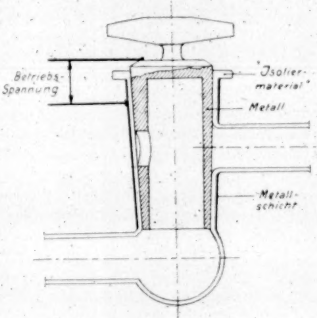


Fig. 1.

das „Isoliermaterial" des Schliffmantels an der Außenseite metallisch überzogen sein. Der am häufigsten begehrte Fall, einer Schliffverbindung zwischen einem Vakuumapparaturteil aus einem bestimmten „Isoliermaterial" und dem anderen aus einem anderen bestimmten „Isoliermaterial", von denen oftmals das eine „Isoliermaterial" noch ein hochzuerhitzendes sein soll, kann sehr einfach durch einen Schliff mit „elektrischer

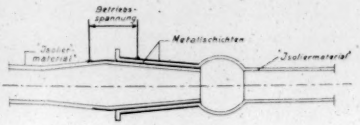


Fig. 2.

Abdichtung" derart gelöst werden, daß sowohl das eine Kern-„Isoliermaterial", wie auch das andere Mantel-„Isoliermaterial" eine Metallschicht an ihren Außenflächen tragen; die Innenseite des Schliffmantels bildet dann die „Isolatorfläche" für die „elektrische Abdichtung" (Fig. 2). Noch sehr viele in der Praxis vorkommende und erwünschte Anordnungen für Hähne und Schliffe ließen sich an dieser Stelle anführen, deren einfachste Abdichtungsmöglichkeit die „elektrische" ist.

Die Inbetriebsetzung der „elektrischen Abdichtung" für die in der Tabelle angeführten 4 Gruppen von Hähnen bzw. Schliffen geschieht — wie im Anfange dieses Abschnittes erläutert — je nach dem elektrischen Verhalten der als „Isolatorschicht" bezeichneten Fläche mit Gleich- oder Wechselspannung niedriger oder beliebiger Frequenz, und zwar bei einer Halbleiterfläche in der Übergangsschicht mit Gleichspannung oder Wechselspannung niedriger Periodenzahl, bei einer idealen Isolatorfläche ohne Oberflächenleitung mit Gleichspannung oder Wechselspannung beliebiger Frequenz, bei einer Isolatorfläche mit Oberflächenleitung nur mit Wechselspannung beliebiger Frequenz. Bei den in Gruppe IV angegebenen Fällen, in welchen die Übergangsschicht nicht zwischen einer metallischen und einer „Isolatorfläche" liegt, sondern zwischen zwei in bezug auf elektrische Eigenschaften gleichen bzw. verschiedenen „Isolatorflächen", muß die für die Einleitung der „elektrischen" Abdichtung notwendige Spannungsart je nach ihren elektrischen Eigenschaften gewählt werden, z. B. darf, wo nur eine der beiden durch die Übergangsschicht getrennten „Isolatorflächen" einigermaßen Oberflächenleitung besitzt, nur Wechselspannung (beliebiger Frequenz) verwendet werden, gleichgültig ob die andere ideal isolierend ist oder auch oberflächenleitend; ist hingegen eine solcher anhaftender „Isolatorflächen" halbleitend, so ist Gleichspannung oder Wechselspannung, aber nur niedriger Periodenzahl, zulässig, solange die durch die Übergangsschicht angrenzende „Isolatorfläche" ideal isoliert oder auch halbleitend ist; hat sie jedoch Oberflächenleitung, so kommt nur mehr Wechselspannung niedriger Frequenz (bis etwa 50 Perioden/Sekunde) in Betracht.

In allen Fällen ist zur Einleitung der „elektrischen Abdichtung" das Vorhandensein einer Gas- bzw. Feuchtigkeitsschicht in der Größenordnung 10^{-4} cm oder kleiner notwendig, die, wenn die Schlifflächen keine besondere Reinigungs- bzw. Trockenbehandlung erfahren haben, auf allen Flächen schon von Natur aus stets vorhanden ist. Sofort bei Anlegen der für die betreffende Schliffzusammenstellung geforderten Gleich- bzw. Wechselspannung tritt die elektrostatische Anziehung der Trennungsflächen auf, deren elektrostatische Kräfte bei der „elektrischen Abdichtung" die natürlichen Adhäsionskräfte bei der Schmiermitteldichtung ersetzen sollen. Diese durch die elektrische Spannung künstlich hervorgebrachten Anziehungskräfte führen bei Anwendung von Gleichspannung zu einer steten — und weil mit Verkleinerung der Übergangsschicht die Anziehungskraft steigt — stets wachsenden Aneinanderpressung der beiden Schlifflächen, was die schmiermittelfreie „elektrische Abdichtung" ausmacht. Bei Anwendung von Wechselspannung wechseln zweimal im

Takte der Periode Aneinanderpressungen mit Ruhepausen ab. Bei höheren Frequenzen schlechtweg sowie bei niederen Frequenzen der Wechselspannung, die auf eine Halbleiterschlifffläche wirkt, kann es schon wegen der kurzen Dauer der Anziehungspausen zu keiner beträchtlichen durch die anfangs gewählte Spannung nicht mehr überbrückbaren Übergangsschicht bzw. Lockerung der Schlifflächen kommen; bei niederiger Frequenz und hochisolierender Schlifffläche setzen zwar die Ineinanderpressungen zweimal in der Periode auf „längere" Zeit aus, während welcher aber die beiden Schlifflächen wegen der vorhergehenden starken Ineinanderpressung noch verklemmt bleiben, da keine Gegenkraft, sondern in den meisten Fällen noch der Außenatmosphärenüberdruck wirkt, so daß die in der nächsten $^1/_4$ Periode wieder anschwellende Spannung die noch vorhandene Übergangsschicht wieder überbrückt.

Was die Güte der „elektrischen Abdichtung" anbetrifft, so hängt diese — gut eingeschliffene Trennungsflächen vorausgesetzt — von der Größe der elektrostatischen Anziehungskraft, also der Gegeneinanderpressung der Flächen ab. Da die elektrostatische Anziehungskraft nicht nur eine Funktion der Größe der Berührungsfläche (proportional f) und der Dicke der Übergangsschicht (proportional x^2), sondern auch der angelegten Spannung (proportional E^2) ist, so hat es der Experimentator in der Hand durch Erhöhung der Spannung quadratisch anwachsende Anziehungskräfte zwischen den Schlifflächen und somit größere Ineinanderpressungen und dadurch absolute Abdichtung zu erzielen. Denn bei geeignet starker Aneinanderpressung der beiden Schlifflächen ist die Dicke der Übergangsschicht bereits Null geworden und somit vollständige Abdichtung erzielt. Weitere Steigerung der angelegten Spannung ist also für den Abdichtungserfolg ganz überflüssig.

Eine Eigentümlichkeit der „elektrisch abgedichteten" Hähne bzw. Schliffe, die im physikalischen Vorgang der „elektrischen Abdichtung" begründet ist, ist ihre Selbstregulierung. Und zwar regulieren sich die „elektrisch abgedichteten" Schliffe einerseits gegen zu starke Pressung (Sprengung des Schliffmaterials), andererseits gegen Lockerung (Undichtwerden) ganz automatisch. Da, wie bereits erwähnt, infolge der durch die elektrische Spannung eingeleiteten stetig wirkenden Anziehungskraft zwischen den Schlifflächen die anfänglich vorhandene Übergangsschicht an Dicke fortwährend abnimmt und dadurch wieder die elektrostatischen Anziehungskräfte vergrößert werden (P prop. $1/x^2$) und dieser Vorgang sich solange fortsetzt bis die Übergangsschicht Null geworden ist, worauf Spannungszusammenbruch eintritt und die Anziehungskraft sofort aussetzt, so kann es niemals zu allzu starken überflüssigen Ineinanderpressungen kommen, welche durch Auslösung von Spannungen zu einer Verziehung bzw. Sprengung der Schliffmaterialien führen können. Andererseits reguliert sich das „elektrisch abgedichtete" Schliffsystem von selbst gegen eine in dem Zustande der Null gewordenen Übergangsschicht eintretende Lockerung und somit gegen ein Undichtwerden, indem sofort, wenn eine Übergangsschicht auch nur von kleinsten Dimensionen entstanden ist, die diesen geringen Übergangsschichtdicken entsprechenden gewaltigen Anziehungskräfte auftreten, welche die Übergangsschicht Null augenblicklich wiederherstellen und die Abdichtung weiterhin sichern.

Dieser große Vorteil der Selbstregulierung „elektrisch abgedichteter" Hahn- bzw. Schliffsysteme macht eine Wartung derselben vollkommen überflüssig. Die Drehung der Hähne und Schliffe geschieht einfach durch geringes Nachlassen der angelegten Spannung, bis die Drehung ohne Beschädigung des Schliffes bereits erfolgen kann.

Es bleibt nur noch ein Spezialfall zur Erörterung, nämlich der der Temperaturerhöhung im Bereiche „elektrisch abgedichteter" Schliffsysteme, deren eine Schlifffläche Glas ist. Da die bei Zimmertemperatur geringe Leitfähigkeit durch gewöhnliches Glas mit steigender Temperatur außerordentlich stark zunimmt, und sich dabei sowohl für Gleichspannung als auch für Wechselspannung niedriger Periodenzahl ein starkes Anwachsen der Anziehungskräfte ergeben hat[1]), so wird bei Temperaturerhöhung des Schliffsystems infolge erhöhter Glasleitfähigkeit die durch die Anziehung bewirkte Ineinanderpressung der beiden Schlifflächen und somit die „elektrische Abdichtung" nur noch vergrößert. Also bewirkt die Temperaturerhöhung hier keine Lockerung, sondern eine verstärkte Ineinanderpressung der Schlifflächen.

Auch bei Temperaturerniedrigung bis zu sehr tiefen Temperaturen können mit Hähnen und Schliffen aus geeigneten Materialien durch „elektrische Abdichtung" vorzügliche von der Temperatur unabhängige Abdichtungserfolge erzielt werden, während die anderen Abdichtungsarten wegen Gefrierens der Schmiermittel (bzw. des Quecksilbers) bereits versagen.

Gegenüber der im Kapitel 1 bereits angeführten „thermischen" Abdichtung durch geeignete Wahl zweier Schliffmaterialien mit verschiedenem Ausdehnungskoeffizienten, welche im kalten bzw. (warmen Zustande) locker sitzen,

1) H. Schering und R. Schmidt, l. c. S. 26.

im heißen (bzw. kalten) Zustande infolge Verklemmung durch Wärmeausdehnung (bzw. Kältezusammenziehung) fest passen, hat die „elektrische" Abdichtungsart für höhere (bzw. niedrigere) Schlifftemperaturen den ausgesprochenen Vorteil, daß sie nicht wie die thermische Ausdehnung nur bei einer bestimmten hohen (bzw. tiefen) Temperatur abdichtet, bei niedrigen (bzw. höheren) Temperaturen aber nicht, sondern, daß sie durch bestimmte Regulierung der elektrischen Spannungsart und Spannungshöhe auch bei niedriger (bzw. höherer) Temperatur und stetigem Anwachsen (bzw. Abfallen) derselben bis zu hohen (bzw. tiefen) Temperaturen stets gleich dicht erhalten werden kann.

Da sich die in einer „elektrisch abdichtbaren" Schliffzusammenstellung befindliche Glasschliffläche bei erhöhter Temperatur in bezug auf ihre elektrische Leitfähigkeit wie eine Halbleiterschliffläche zu verhalten beginnt, so geschieht der Betrieb solcher Schliffzusammenstellungen bei höheren Temperaturen auch ausschließlich mit Gleichspannung bzw. Wechselspannung niedriger Frequenz.

Die Wärmeausdehnung (bzw. Kältezusammenziehung) tangiert den Vorgang der „elektrischen Abdichtung" gar nicht, denn der Fall besserer Verklemmung durch die Wärmeausdehnung (bzw. Kältezusammenziehung) ändert an der Dichtigkeit der „elektrisch abdichtbaren" Schliffzusammenstellung nichts, der Fall schlechterer Verklemmung wird aber durch die wirkenden elektrostatischen Anziehungskräfte augenblicklich kompensiert.

3. Einige praktische Hahn- bzw. Schliffzusammenstellungen, deren Ausführung und Handhabung.

Im folgenden seien drei Beispiele (Fig. 3 bis 5) für praktisch vorkommende und notwendige Fälle von Hahn- bzw. Schliffzusammenstellungen, die sich in keiner anderen Weise zufriedenstellend abdichten lassen, als durch „elektrische" Abdichtung in bezug auf Anordnung, Dimensionierung, Betriebsbedingungen und erzielte Leistung angeführt.

Als die wichtigsten Umstände für die Notwendigkeit „elektrisch abdichten" zu müssen, gelten die notwendige Vermeidung von Fetten und Quecksilber als Dichtungsmittel (Fig. 4) und die erforderliche hohe Erhitzbarkeit von Hähnen bzw. Schliffen mit 2 verschiedenen Schliffmaterialien (Fig. 3 und 5).

Das erste Beispiel (Fig. 3) stellt einen Fall dar, bei welchem ein aus hocherhitzbarem Material (z. B. Quarz oder Hartglas) gefertigter hocherhitzter Rezipient durch einen Hahn auf gleicher Temperatur von der übrigen angeschlossenen Vakuumapparatur zeitweilig abgeschlossen werden kann. Da die übrige Vakuumapparatur aus gewöhnlichem Geräteglas hergestellt ist, so wird das Quarz- oder Hartglasrohr hinter dem Hahn an das Geräteglas der Vakuumapparatur durch eine Schliffverbindung angeschlossen. Rezipient und Hahn sollen in einem Thermostaten auf höherer Temperatur gehalten werden, durch dessen Wände auf mechanischem bzw. magnetischem Weg Rezipient und Hahn betätigt werden können. Der Hahn H kann in einem solchen Fall nur „elektrisch abgedichtet" werden. Da sein Mantel aus Quarz oder Hartglas besteht, also aus einem idealen Isolator, so ist zur Ergänzung der Anordnung für „elektrische Abdichtung" ein Metallkern und eine Metallbelegung erforderlich. Als Metallkern wird ein gut passender Stahlschliff mit isolierender

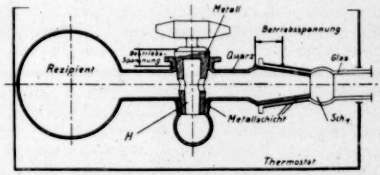


Fig. 3.

Handhabe und als metallische Belegung eine mittels Wasserglas aufgezogene Aluminiumfolie — beide mit elektrischen Anschlüssen — gewählt. Als Betriebsspannung wird Gleich- oder Wechselspannung beliebiger Frequenz herangezogen, die an die elektrischen Anschlüsse angeschaltet werden. Da sich auch die Schliffverbindung zwischen dem Quarz- oder Hartglasrohr und dem gewöhnlichen Glasrohransatz der Vakuumapparatur sehr gut „elektrisch abdichten" läßt, wenn man auch noch den Schliff in den Thermostaten einbaut, da sich erhitztes Glas wie ein Halbleiter verhält, so werden sowohl der Quarzkern als auch der Glasmantel dieses Schliffes an ihren Außenflächen mit Metallschichten versehen, und zwar der Kern — als Schliffinnenfläche — mit einer soliden aufgespritzten oder aufgegossenen Metallschicht, der Mantel — als Schliffaußenfläche — mit einer aufgezogenen Metallfolie. Da es sich bei diesem Schliff um eine Fläche aus warmem Glas, also einem Halbleitermaterial handelt, so kann als Betriebsspannung für seine „elektrische Abdichtung" Gleichspannung oder Wechselspannung niedriger Periodenzahl verwendet werden.

Das zweite Beispiel (Fig. 4) stellt einen Metallrezipienten (z. B. ein Röntgenspektroskopierrohr) dar, der unter Vermeidung von Quecksilberdichtung an das (ohne Quecksilber arbeitende) Vakuumpumpensystem (z. B. Molekularpumpe) mit Glasansatz angeschlossen werden soll. Da eine zeitweilige Drehung des Rezipienten erforderlich ist, so kann auch in diesem Fall überhaupt nur ein Verbindungsschliff mit „elektrischer Abdichtung" in Betracht kommen. Den

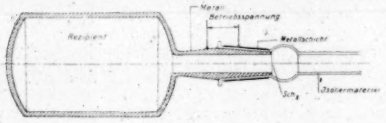


Fig. 4.

Schliffkern des Schliffes Sch_2 bildet der Metallfortsatz des Metallrezipienten, die Schliffmantelfläche ist Glas, welche an ihrer Außenseite mit einer Metallschicht (aufgezogene Aluminiumfolie) bekleidet ist. Da jedes Glas, das längere Zeit mit der atmosphärischen Luft in Berührung war, oberflächenleitend geworden ist, so eignen sich als Betriebsspannung dieser „elektrisch" abzudichtenden Schliffzusammenstellung, die bei gewöhnlicher Temperatur funktionieren soll, nur Wechselspannung, doch beliebiger Frequenz.

Das dritte Beispiel (Fig. 5) bringt einen in der physikalisch-chemischen Vakuumtechnik sehr häufig vorkommenden Fall, eines Vakuumofens

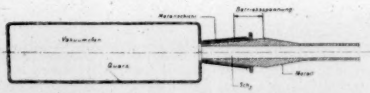


Fig. 5.

aus hocherhitzbarem „Isoliermaterial" (z. B. aus einem Halbleiter), der durch einen Schliff Sch_2 an eine Metallvakuumpumpe (z. B. eine rotierende Gaede-Quecksilberpumpe) angesetzt werden soll. Da es sich um einen Schliff handelt, der, weil er sich ganz in der Nähe des Vakuumofens befindet, sehr heiß wird, so ist — wenn man von komplizierten wassergekühlten Schliffanordnungen absieht — eine „elektrisch abdichtbare" Schliffzusammenstellung die einzig mögliche. Der metallisehe Pumpenansatz bildet gleich den Schliffkern, der Schliffmantel besteht aus dem „Isoliermaterial" des Vakuumofens und die zweite Metallfläche wird durch aufgezogene Aluminiumfolie auf den Schliffmantel hergestellt. Die Betriebsspannung dieses „elektrisch abdichtbaren" Schliffes ist je nach den elektrischen Eigenschaften desselben Gleich- oder Wechselspannung beliebiger oder niedriger Frequenz (siehe Tabelle).

Die erforderliche Höhe der angelegten Spannung und die notwendige Dimensionierung der „elektrisch abdichtbaren" Hähne bzw. Schliffe nach Art der in den Beispielen (Fig. 3 bis 5) angegebenen muß je nach der verlangten Leistung bezüglich der Gegeneinanderpressung der beiden Schliffflächen bestimmt werden, und zwar nach der im vorigen Abschnitt diskutierten Formel

$$[P] = \left(\frac{E}{x}\right)^2 fA, \quad \text{wobei} \quad A = \frac{0{,}1415 \cdot 10^{-8}}{\pi}$$

ist, wenn die Dimensionen in Zentimeter, die Spannung in Volt und die Kraft in Grammgewicht gemessen werden. Da man praktisch aber, was die Abmessungen anbelangt, doch bei der Größe der gewöhnlichen Vakuum- bzw. Hochvakuumhähne bleiben muß, so ist man für die Regulierung der Anziehungskräfte zwischen den Schliffflächen bloß auf die Spannung angewiesen, was aber viel ausgiebiger ist, da sich dieselbe quadratisch auswirkt.

Als Dimensionen für einen Vakuumhahn bzw. -schliff sind für die nachfolgende Berechnung folgende Abmessungen der Kegelmantelschliffläche zugrunde gelegt:

$$2R = 3 \text{ cm}$$
$$2r = 2{,}5 \text{ cm}$$
$$s = 6 \text{ cm},$$

was eine Fläche von

$$f = 52 \text{ cm}^2$$

ergibt.

Wird noch die Übergangsschicht minimal zu

$$x = 5{,}10^{-4} — 10^{-3} \text{ cm}$$

angenommen, so erhält man:

für eine Spannung $E = 100$ Volt
eine Kraft $P_{100} = 1000$ g

und allgemein

für eine Spannung $E = 100\,n$ Volt,
eine Kraft $P_{100\,n} = n^2$ kg.

Wie aus diesen Ergebnissen zu ersehen ist, werden bereits bei einigen Hundert Volt elektrostatische Anziehungskräfte zwischen den Schliffflächen erzielt, welche die Einleitung vollständiger Schliffabdichtung verbürgen.

Zum Vergleich mit diesen durch die „elektrische Abdichtung" erzielten Leistungen sollen im folgenden einige Stahl-Spiralfedern in den für Vakuumhähne üblichen Abmessungen in bezug auf zulässige Belastung (Tragfähigkeit) und entsprechende Durchbiegung berechnet wer-

den. Gewöhnlich werden gewundene Drehungsfedern und zwar zylindrische Schraubenfedern mit kreisförmigem Querschnitt verwendet, für welche die zulässige Tragfähigkeit

$$P = \frac{\pi d^3 k_d}{16 r} = 0{,}1963 \frac{d^3}{r} k_d$$

und die entsprechende Durchbiegung

$$f = \frac{4 \pi n r^2}{d} \frac{k_d}{G}$$

ist, wobei d die Drahtdicke, r der mittlere Halbmesser des Federquerschnittes, n die Anzahl der Windungen, k_d[1]) die zulässige Spannung für die Drehung in kg/cm und G[1]) das Gleitmaß bedeutet. Berechnet man P und f für bei Vakuumhähnen bzw. -schliffen maximal dimensionierte Maße von Stahl-Spiralfedern wie

$$2r = 0{,}3 \text{ cm}$$
$$d = 5{,}10^{-2} \text{ cm}$$
$$n = 70 \text{ cm},$$

so ergibt sich für die Tragfähigkeit P ein mittlerer Wert von

$$P = 0{,}20 \text{ kg}$$

und für die entsprechende Durchbiegung f ein mittlerer Wert von

$$f = 0{,}55 \text{ cm}.$$

Wie man sieht, ist also die Tragfähigkeit maximal dimensionierter Stahlfedern für Vakuumhähne, von denen zwei an einem Hahn sitzen, nicht sehr groß und kann unter keinen Umständen mehr vergrößert werden; im Gegenteil, bei höheren Temperaturen verringern sich diese Werte noch. Auch ist die Herstellung von mehreren an den Hahn- bzw. Schliffteilen angeschmolzenen Glashäckchen für die Stahlfedern besonders bei größeren Schliffen und für Beanspruchung bei höheren Temperaturen vom glastechnischen Gesichtspunkt aus keine leichte Sache mehr. Außerdem haben mit „Federn abgedichtete" Hähne bzw. Schliffe noch den unverkennbaren Nachteil, im Zustande der Abdichtung überhaupt nicht drehbar zu sein.

Auch gegenüber diesen schwerfälligen „Federdichtungen" ist also die „elektrische Abdichtung" nicht nur wegen ihrer eleganten Handhabung und ihrer jederzeitigen Dreh- und Reguliermöglichkeit, sondern vor allem wegen ihrer unbegrenzten Leistungsfähigkeit weit überlegen.

Die „elektrisch gedichteten" Hahn- und Schliffzusammenstellungen sind aber nicht nur bei Vakuumapparaten, wo (bei den meisten Hahnformen) noch der Außenatmosphärendruck nachhilft, sondern auch bei Überdruckapparaturen, wo dem jeweilig wirkenden Überdruck überlegene Gegenkräfte wirksam gemacht werden müssen, gegenüber anders gedichteten, nicht drehbaren und in bezug auf Gegeneinanderpressung beider Schlifflächen nicht regulierbaren Schliffsystemen weit im Vorteil: Bei den Überdruckapparaturen können für bestimmte Grenzdrucke konstruierte Hähne und Schliffe irgendwelcher Art nur bis zum zulässigen Grenzdruck benützt werden, wobei sie jedoch bei den verschiedenen Drucken verschieden gut abdichten, wogegen sich bei „elektrisch abgedichteten" Hahn- und Schliffzusammenstellungen durch Regulierung (evtl. Selbstregulierung durch Relais) für jeden Überdruck gleiche Abdichtung erzielen läßt.

Ebenso wie die Hahn- und Schliffzusammenstellungen läßt sich auch für Pumpenteller-Rezipienten-Zusammenstellungen das Prinzip der „elektrischen" Abdichtung anwenden. Hier handelt es sich einfach um ebene Anordnung der Schlifflächen und zwar um eine Kreisringfläche. Für viele Demonstrations- und Versuchszwecke in Physik und Chemie, wo die Vermeidung jeder Schmiermittel- sowie Quecksilberdichtung unerläßlich ist, wird eine Abdichtung zwischen Rezipienten und Pumpenteller nur durch Ersatz der Adhäsionskräfte durch elektrostatische Anziehungskräfte ermöglicht.

4. Schluß.

In den „elektrisch abdichtbaren" Hahn- bzw. Schliffkombinationen ist wieder ein wichtiges Hilfsmittel für Vakuum- bzw. Überdrucktechnik geschaffen, welchen der Gedanke zugrunde liegt, an Stelle der Nutzbarmachung der natürlichen molekularen Anziehungskräfte der Adhäsion für die Abdichtung (Schmiermitteldichtung) die künstlichen elektrischen Anziehungskräfte (Coulombschen Kräfte) im Sinne des Johnsen-Rahbek-Phänomens als Dichtungsfaktor fungieren zu lassen.

5. Inhalt.

Es wird ein schmiermittelfreier, ohne Quecksilber und Öl gedichteter „elektrisch gedichteter" Vakuumhahn (bzw. Schliff) in verschiedenen Ausführungsformen beschrieben, der darauf beruht, daß an Stelle der Nutzbarmachung der natürlichen molekularen Kräfte der Adhäsion bei der Schmiermitteldichtung die künstlichen elektrischen Anziehungskräfte (Coulombschen Kräfte) im Sinne des Johnsen-Rahbek-Phänomens als Dichtungsfaktor fungieren. Die Schlifflächen von Mantel und Kern des Hahnes oder Schliffes bzw. darauf aufgebrachte (aufge-

[1]) Nach der „Hütte" liegt k_d für ruhende Belastung und Flußstahl zwischen den Werten 900–1440 und G hat für Federstahl den Wert 850,000.

spritzte, oxydierte, aufgeklebte usw. Fremdmaterialschichten bilden Plattenpaar und „Isoliermaterial"-Zwischenschicht. Als noch erforderliche Übergangsschicht ist entweder die natürlicherweise auf den Schliffmaterialien haftende Gas- bzw. Feuchtigkeitshaut oder das zwischen den Unebenheiten der beiden Schlifflächen eingeschlossene feuchte Gas (Schichtdicke $= 10^{-4}$ cm, Widerstand $= 10^8\ \Omega$). Je nach den für Sonderzwecke erwünschten Materialkombinationen geeigneten elektrischen Verhaltens wird das gewaltige elektrische Spannungsgefälle an der äußerst dünnen Übergangsschicht zwischen den beiden Schlifflächen durch Gleich- oder Wechselstrom niedriger Periodenzahl von 110 bis 220 Volt oder durch hochfrequente Ströme höherer Spannung hergestellt. Der Vorgang der „elektrischen Abdichtung", der durch das auf die Gas- bzw. Feuchtigkeitsübergangsschicht einwirkende elektrostatische Feld eingeleitet wird, erfolgt derart, daß die durch die auftretenden gewaltigen elektrostatischen Anziehungskräfte einsetzende starke Ineinanderpressung beider Schlifflächen die Übergangsschicht stetig verkleinert und somit Anziehungskräfte und Ineinanderpressung stetig vergrößert werden bis zur vollständigen Abdichtung die Übergangsschicht die Dicke Null erreicht hat. Der „elektrisch gedichtete" Vakuumhahn (bzw. Schliff) reguliert sich einerseits gegen zu starke Gegeneinanderpressung (Sprengung des Schliffmaterials), andererseits gegen Lockerung (Undichtwerden) ganz automatisch, denn einerseits wird die das elektrische Feld aufrechterhaltende Übergangsschicht durch die immer größer werdende stetige Ineinanderpressung der Schlifflächen bis auf Null reduziert, so daß der in diesem Zustand erfolgende Spannungszusammenbruch die anziehenden Kräfte und damit weitere aber unnötig starke Gegeneinanderpressung aufhebt, andererseits wird jede in diesem Zustande eintretende Lockerung durch die damit auftretende Übergangsschicht und damit durch die einsetzenden Anziehungskräfte sofort aufgehoben. Derartige Hähne und Schliffe aus verschiedenartigsten Materialzusammenstellungen sind besonders bei höheren und sehr tiefen Temperaturen den geschmierten bzw. Quecksilber- und Öl-gedichteten an Sauberkeit und Dichtigkeit überlegen.

Wien, III. physikalisches Institut der Universität, Juli 1926.

(Eingegangen 2. August 1926.)

Über Umkehrpunkte in der Photophorese.

Von Satyendra Ray.

§ 1. Photophorese und Lichtdruck. Photophorese ist der Name für das Phänomen der Wirkungen des Lichtes auf frei in Gasen suspendierte Teilchen. Als Prof. Ehrenhaft in Wien als erster mit isolierten ultramikroskopischen Teilchen in seinem Kondensator arbeitete, erwartete er, daß seine Anordnung den besten Beweis für die Existenz des Lichtdrucks liefern würde. Die Entdeckung der negativen Photophorese erschütterte jäh den Begriff des Lichtdrucks. Das Suchen nach den Umkehrpunkten in der Photophorese ist durch die Ansicht diktiert, daß die klassische Vorstellung, der Lichtdruck sei immer notwendigerweise positiv, einer Verteidigung bedarf. Der periodische Wechsel vom „Lichtdruck" zum „Lichtzug" mit wachsendem Atomgewicht der Elemente, der experimentell von Prof. Ehrenhaft gefunden wurde, verlangt in der Tat eine Revision unseres Begriffs vom Lichtdruck.

Die Radiometertheorie der Photophorese behandelt das Phänomen der negativen Photophorese als einen unreinen Effekt. Wir sollten bedenken, daß wir damit auch das Phänomen der positiven Photophorese, als ein a fortiori unreines Phänomen übergehen. Die klassischen Versuche von Lebedew und Nichols und Hull erlangen zweifelhafte Geltung und das Suchen nach dem wirklichen Strahlungsdruck wird zur Notwendigkeit.

Mein Freund und Mitarbeiter Dr. Joseph Mattauch hat in Wien zwei systematische Reihen von Versuchen angestellt, um diesen Umkehrpunkt zu erhalten, an dem der unechte „negative Lichtdruck" verschwinden und der positive, durch die Theorie angezeigte Lichtdruck erreicht werden sollte. Beide Versuchsreihen zur Auffindung des Umkehrpunktes schlugen aber fehl.

§ 2. Umkehrung mit der Größe. In den ersten, in den Wiener Sitzungsberichten, 129, 1920 veröffentlichten Versuchsreihen wurden *Se*-Teilchen verschiedener Durchmesser untersucht. Es wurde gefunden, daß die positive photophoretische Kraft mit dem Teilchenradius kleiner wird und es schien, daß negative Photophorese bei einer Selenmodifikation gefunden wurde, für die Teilchen größer als eine bestimmte Größenordnung nicht leicht erhalten werden konnten. Jedoch war eine deutliche Scheidung der Größen vorhanden, unterhalb deren die positive Art und oberhalb deren die negative Art nicht gefunden werden konnte. Eine sehr sorgfältige und mühsame Arbeit

wurde ausgeführt, um zu sehen, ob der Charakter des photophoretischen Effektes nicht eine Funktion des Teilchenradius ist und ob es nicht ganz unnötig wäre, die Existenz zweier deutlich verschiedener Modifikationen des Elements zu postulieren. Fig. 1a ist aus der Abhandlung Dr. Mattauchs reproduziert, wobei

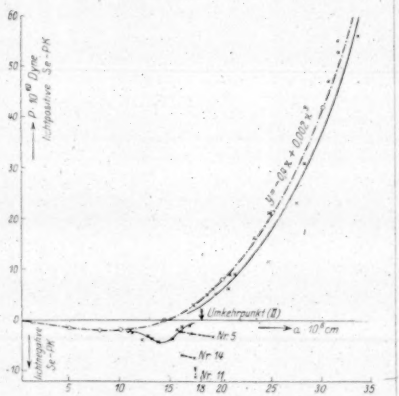


Fig. 1a.

die negative Seite in derselben Skala wie die positive gezeichnet ist und die y-Achse in die Lage $x = 0$ verschoben ist. Dr. Mattauch bemerkt: „Man sieht deutlich bei $a = 18{,}10^{-6}$ cm eine Scheidung beider Kategorien und in der Umgebung dieser Grenzstelle die früher erwähnten Unstimmigkeiten". Es ist jedoch nicht

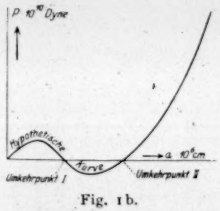


Fig. 1b.

klar, ob die Bilder der positiven Modifikation und die der negativen eine stetige Kurve bilden. Die negative Modifikation, wenn wir die Teilchen Nr. 5, 11 und 14 einbeziehen, scheint ebenso eine Parabel oder eine kubische Kurve ganz unterhalb der x-Achse zu bilden, wie die von Dr. Mattauch nach Elimination dieser drei Teilchen gezeichnete Kurve. Wenn man zur Beweisführung die Bestimmung eines Umkehrpunktes bei $a = 18{,}10^{-6}$ cm annimmt, so muß daran erinnert werden, daß der Übergang bei diesem Umkehrpunkte vom lichtpositiven zum lichtnegativen Charakter geschieht und nicht umgekehrt. Wir sind noch im Gebiete des unreinen Effektes. Was wir brauchen, ist die zweite Umkehrung vom Negativen zum Positiven, die durch einen Nullwert ansteigt zu einem Maximum, von dem ab die Kurve ständig bis zum Anfangspunkt sinkt. Die Natur der gesuchten Kurve ist in Fig. 1b angedeutet. Diese zweite Umkehrung ist nicht gefunden worden. Um Dr. Mattauch wieder anzuführen: „Tatsächlich haben jene Pk der Kategorie I, deren Photophorese mit der Zeit abnimmt und die schließlich in lichtnegative übergehen, Radien an der unteren Grenze der lichtpositiven Pk." In den „Unregelmäßigkeiten" nahe dem Umkehrpunkte, wo sich bei demselben Teilchen der Charakter der photophoretischen Kraft in der falschen Richtung ändert — d. i. vom scheinbar reinen positiven Effekt in einen unreinen negativen — war offenbar der scheinbar reine Effekt unreiner.

Die Kurve, die die Änderung der photophoretischen Kraft mit dem Radius darstellt, sollte vom Anfangspunkt ausgehen und nach Passieren eines positiven Maximums durch einen Umkehrpunkt nach der negativen Seite gehen, wo sie nach Passieren eines Minimums durch einen zweiten Umkehrpunkt bis zu unendlich großen Werten von y ansteigen sollte. Die stetige von Dr. Mattauch gezeichnete Kurve läuft in der Tat in dieser Weise, nur ist leider die ganze Kurve unter die x-Achse verschoben, so daß das Maximum zwischen dem Anfangspunkt und dem ersten Umkehrpunkt unterhalb der x-Achse liegt.

§ 3. Umkehrung mit dem Druck. In den zweiten von Dr. Mattauch unternommenen Versuchsreihen erfolgte das Suchen nach dem Umkehrpunkt durch Variation des Druckes des das Teilchen umgebenden Gases. Der Verfasser war Dr. Mattauch beim Errichten der Apparatur für diese Versuche behilflich und war fünf Monate lang bei den Beobachtungen und bei der Durchführung des Versuches zugegen. Die Umkehrung von der negativen Photophorese zur positiven wurde durch Wegpumpen des das Teilchen umgebenden Gases zu erreichen gesucht, das das Entstehen des unreinen, lichtnegativen Effekts verursacht. Zu diesem Zwecke wurden bloß schwach photophoretische Teilchen der negativen Modifikation, vom Radius annähernd gleich dem Werte des vermuteten Umkehrpunktes $a = 18{,}10^{-6}$ cm verwendet. Die Teilchen wurden zunächst nach ihrer Farbe ausge-

wählt. Erst dann wurde die Fallzeit bestimmt. Die ausgewählten Teilchen zerfielen nach ihrer Fallzeit in zwei Gruppen. Eine Fallzeit entsprach dem bereits erwähnten Umkehrpunkt. Nur Pk. dieser Fallzeit wurden weiter untersucht. In den Versuchen haben wir uns also bemüht zwei Bedingungen der Umkehrung womöglich zu befriedigen.

Daß zwei Teilchen derselben Farbe verschiedene Fallzeiten besitzen können, ist an und für sich interessant. Es kann gewiß sein, daß wir bei der Zerstreuung des Lichtes durch Teilchen zweier verschiedener Radien denselben Effekt bekommen. Es kann aber auch möglich sein, daß die Größen der Teilchen dieselben sind und damit auch die Beugung des Lichtes dieselbe, daß aber eines von ihnen eine adsorbierte Gasschicht an seiner Oberfläche besitzt,

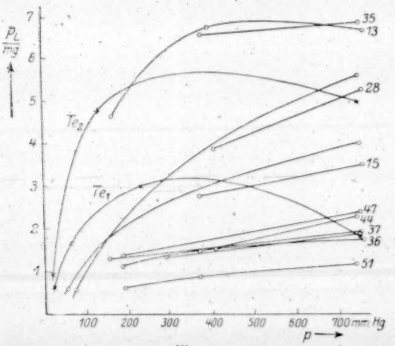


Fig. 2.

welche seinen, für die Bewegung im reibenden Medium wirksamen Durchmesser ändert. Oder es können beide solche adsorbierte Schichten von verschiedener Dicke haben. Eine solche Gasschicht wurde von Dr. Halpern postuliert und auf sie wird hier wieder verwiesen werden.

Ein Vakuum von 4 mm *Hg* wurde erreicht, während der Charakter der photophoretischen Kraft sich qualitativ von einem negativen zu einem positiven Werte nicht änderte. Die Anwesenheit von lichtnegativen Teilchen wurde natürlich gleich beim Beginn unserer Arbeit festgestellt. Von den 14 in der Fig. 2 angegebenen Kurven wurden 9 von Dr. Mattauch und mir gemeinsam gemessen. (Die Zahlen in der Figur bedeuten die Protokollnummern der Probekörper.) Bei bloß zwei *Se*-Pk. wurde die Evakuierung bis unterhalb 100 mm *Hg* getrieben mittels der raschen, seitdem entwickelten Methode Dr. Mattauchs, welche ihm gestattet, in wenigen Minuten Vakua zu erreichen, deren Herstellung früher Stunden erforderte. Zwei von den 14 Kurven sind Tellur-Pk. mit dem wir im Herbste 1921 nicht gearbeitet haben.

Auch hier konnte die Umkehrung nicht gefunden werden. Im Falle des *Se* nimmt, mit Ausnahme eines Teilchens, der Wert von *P* ständig mit dem Drucke ab. Die Neigung der Kurven ist konstant. Im Falle des *Te* steigt zunächst die photophoretische Kraft mit der Abnahme des Druckes an und dann nimmt sie ab. Auch die Ordinaten der beiden Kurven stehen nahezu im Verhältnisse 2 : 1 zueinander. Die Kurven sind gleichartig. Die Resultate scheinen aber die Schlüsse Dr. Mattauchs keineswegs zu beweisen: „In dem Gebiete höherer Drucke sollte die Laski-Zernersche Theorie (Druckunabhängigkeit) und bei tieferen Drucken die Rubinowiczsche Theorie (lineare Abnahme mit dem Druck) gelten", außer daß wirklich das Teilchen im ersten Falle anfangs unter einem Druck von einigen Atmosphären ist, oder das wir das von Dr. Mattauch gezeichnete Kurvenelement, das dem Gebiete „tiefere Drucke" genannt, entspricht, als eine Gerade betrachten, wofür es genommen werden kann.

§ 4. Die Theorie des Autors. Der Verfasser schlug eine einfache Theorie der Photophorese auf dem „Indischen Kongreß der Wissenschaften" in Nagpur im Jahre 1919 vor. In seiner Arbeit „Neue Versuche zur Photophorese" übergeht Dr. Mattauch diese Theorie infolge der Vermutung Epsteins, „daß ein Lichtzug mit den elektromagnetischen Gleichungen nicht vereinbar ist". Tatsächlich wurde die Abhandlung des Autors „Über die ebene Welle im isotropen Dielektrikum", die auf dem Indischen Kongreß der Wissenschaften in Nagpur vorgetragen und teilweise im Physical Review veröffentlicht wurde, eben zu dem Zwecke geschrieben, um manche Schwierigkeiten in der theoretischen Behandlung der elektromagnetischen Wellen hervorzuheben.

Der Verfasser erkannte nämlich die Möglichkeit eines dauernden negativen Effekts in der Maxwellschen Theorie und forschte danach, wie der durch die Theorie angezeigte Lichtzug experimentell zu verifizieren wäre, als er eine Notiz Lawsons über die Ehrenhaftschen Arbeiten in der „Nature" bemerkte. Da Lawson darlegte, daß eine angemessene Theorie der Photophorese nicht existiere, wurde die Abhandlung dem Indischen Kongreß der Wissenschaften als Theorie der Photophorese vorgelegt.

Die Theorie verlangt zwei Effekte: 1. die Existenz von dauernden Effekten in der Richtung

der Fortpflanzung des Lichtes (welches in der Tat durch die Ansicht unterstützt wird, daß die X-Strahlen Impulse sind längs der elektrischen Kraftröhren, die einem Elektron anhaften) und 2. die Existenz einer elektrischen Dichte im Äther und in der gewöhnlichen Materie.

Daß die Materie neutral ist, ist ein wissenschaftliches Dogma, für welches nur geringe theoretische und experimentelle Stützen vorhanden sind. Es ist dasselbe Dogma, daß die einfachen Erscheinungen der Kataphorese, des Kontaktpotentials, der Adsorption usw. für un aufgeklärt und geheimnisvoll hielt. In seiner Arbeit im Phys. Rev. bemerkte der Autor, daß Broughall auf theoretischem Wege nachwies, daß die Atome nicht neutral sind. Das Resultat ist in dieser Form nicht von Broughall selbst angegeben, obgleich der Leser sieht, daß die Summe der negativen Ladungen der Elektronen der Ladung des Kernes nicht gleich war. Dasselbe Resultat wurde von J. J. Thomson in seinem neueren Buche „Das Elektron in der Chemie" angegeben. Daß die Theorie der Kataphorese von Helmholtz hinfällig wird, wenn man den kolloidalen Lösungen eine elektrische Volumdichte abspricht, wurde vom Autor in einem Vortrage in Wien im Anschluß an seine Theorie gezeigt und im Anhang zu seiner Abhandlung „Eine Quantenbeziehung usw." erwähnt[1]).

Die negative Photophorese wurde damals vom Autor in Analogie zu dem Aufsteigen eines Wasserstoffballons unter der Anziehung der Erde erklärt durch verschiedenartige Wirkung der stetigen elektrischen Kraft des Lichtes in seiner Fortpflanzungsrichtung einerseits auf den Körper und andererseits auf das Medium, in dem der Körper suspendiert war. Es erscheint interessant, diese Theorie durch Versuche zu überprüfen, die unter dem Gesichtspunkte gemacht wurden, die Radiometertheorien der Photophorese zu bestätigen.

§ 5. Lichtdruck oder Lichtzug. Wir wollen das Problem der Änderung der photophoretischen Kraft mit dem Radius untersuchen. Wir bemerken hier, daß, wenn das Resultat Yu-Chen-Yangs, nämlich die Konstanz von e/a, sich als richtig erweist, e proportional a ist und die Pa-Kurve der Fig. 1 von Dr. Mattauch auch eine (Pe)-Kurve in einer anderen Skala darstellt. Innerhalb der Genauigkeitsgrenzen des Versuches ist die Beziehung in erster Annäherung linear. Dies stimmt mit den Versuchen Yu-Chen-Yangs überein und bekräftigt die Theorie des Autors. Dies ist ein interessanter Beitrag der Arbeit Yu-Chen-Yangs zur Theorie der Photophorese. (Bevor der Autor diese Arbeit kannte, erwartete er, daß e proportional der Masse m sein wird, so daß die lineare Änderung ein Rätsel war. e würde m proportional sein, wenn die Halpernsche Gasschicht nicht vorhanden wäre.)

Für die zweite Näherung werden wir in Betracht ziehen, was wir „Auftriebseffekt" nennen wollen. Wir wollen die photophoretische Kraft als Kraft für die Ladungseinheit definieren und nennen sie P_0. Wir wollen auch annehmen, daß der Pk. die „Sättigungsladung" von Yu-Chen-Yang erreicht hat. Wenn V das unter der Wirkung von γ-Strahlen erreichbare Endpotential ist, so ist die Ladung auf dem Pk. Va. Wenn ϱ die elektriche Dichte des den Pk. umgebenden Gases ist, so ist die durch den Pk. verdrängte Ladung $\frac{4}{3}\pi\varrho a^3$. Die resultierende für den „Auftriebseffekt" korrigierte Kraft ist demnach:

$$P_0(Va - \tfrac{4}{3}\pi\varrho P a^3) = P, \qquad (1)$$

wobei P das ist, was wir aus Mangel einer Theorie der Photophorese die photophoretische Kraft zu nennen uns gewöhnt haben. Dies ist eine Gleichung von der Form:

$$x = Ax - Bx^3. \qquad (2)$$

Mit $A = -0{,}4$ und $B = -0{,}002$ ist eine Kurve in Fig. 1a gezeichnet, die sowohl für den lichtpositiven, wie für den lichtnegativen Teil paßt und wie sie auch Dr. Mattauch ganz schön gezeichnet hat. Die experimentelle Kurve verläuft periodisch oberhalb und unterhalb der theoretischen, vielleicht einer periodischen Änderung der Dichte entsprechend, hervorgerufen durch die Änderung der Oberflächenspannung.

Das Wichtige ist hier, daß sowohl B, wie auch A negativ ist. Die physikalische Bedeutung davon ist, daß der wirkliche Effekt auf die Teilchen ein Zug und nicht ein Druck ist. Die Lichtquelle zieht sowohl den Pk. als auch die ihn umgebenden N_2-Moleküle an, auf die Substanz des Pk. ist jedoch dieser Zug schwächer, so daß ein scheinbarer Strahlungsdruck resultiert. In Wirklichkeit ist die Lichtwirkung auf Selen kein Druck, sondern ein Zug.

§ 6. Sogenannte verdampfende Pk. In diesem Zusammenhange wollen wir darauf hinweisen, daß Dr. Mattauch in § 3 („Weiße lichtnegative Se Pk.") seiner Abhandlung *Wiener Sitzungsberichte* 129, 1920 Versuche erörtert, die er für Beobachtungen von Fallzeiten und von photophoretischen Kräften verdampfender Se-Teilchen hält. Diese Versuche scheinen jedoch mit seinen eigenen Beobachtungen, die er statistisch in Fig. 1 wiedergegeben hat, nicht übereinzustimmen. Nach seiner Fig. 12, l. c. besitzt

[1]) Zeitschr. f. Phys. **8**, 112, 1921.

die photophoretische Kraft ein Maximum bei einem Radius $26{,}10^{-6}$ cm, während sie in Fig. 1 (unserer Numerierung) von Dr. Mattauch selbst gezeichnet, gleich Null ist für $a = 18{,}10^{-6}$ cm. Der Nullwert für „verdampfende Teilchen" ist nicht einmal bei $a = 60{,}10^{-6}$ cm erreicht! Wahrscheinlich wurde dieses Phänomen falsch interpretiert.

Dr. Mattauch findet, daß die Fallzeit linear mit der Zeit abnimmt, und nimmt an, daß die Pk verdampfen. Das muß aber nicht notwendigerweise die Ursache dieser Erscheinung sein.

Da

$$v_f = \text{ing} : B = \text{mg} \cdot \frac{1}{6\pi\mu a}\left(1 + A\,\frac{l}{a}\right), \quad (3)$$

kann v_f sowohl infolge der Zunahme des Radius, wie auch infolge der Abnahme der Masse m abnehmen. Dr. Mattauch gibt als sich gut bewährendes Gesetz der Verdampfung an: „Die lineare Abnahme der Fallzeiten bedeutet offenbar ein Verdampfen in der Weise, daß die Oberfläche des Pk. ungefähr proportional mit der Zeit abnimmt." Wahrscheinlich ist aber eine andere Erklärung die richtige. Nun gilt

$$\frac{dv_f}{dt} = \text{konst.};$$

folglich:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{2}{9}\frac{g\varrho'}{\mu}a^2 + \frac{2}{9}\frac{g\varrho'}{\mu}aAl\right) = \text{konst.}$$

oder

$$\frac{da}{dt} = \frac{k}{a + \frac{A}{2}l},$$

wo k eine Konstante ist.

Es kann sein, daß die Masse des Pk. praktisch konstant bleibt, während der Radius, der für den Widerstand des Mediums maßgebend ist (sog. hydrodynamischer Radius), entsprechend der Adsorption der Halpernschen Gasschicht wächst. Gleichung (3) würde dann der Grad des Wachstums der Gasschicht mit der Zeit angeben. Auf diese Weise könnte nicht nur eine Vereinbarung zwischen den Resultaten der Fig. 1 unserer Numerierung und Fig. 12 (Mattauch S. 888, l. c.), erzielt werden, sondern auch eine mögliche Erklärung für die Tatsache, daß Teilchen derselben Farbe verschiedene Fallzeiten haben, wie früher erwähnt wurde.

Wenn wir eine größere elektrische Dichte ϱ_a für die adsorbierte Schicht annehmen, als für das Medium ϱ_m und wenn wir ϱ_a als annähernd gleichförmig für die ganze Schicht betrachten (während sie in Wirklichkeit wahrscheinlich mit der Höhe über der Oberfläche des Pk. exponentiell sich ändert), würde unsere (Pa) Kurve von der Form sein:

$$P_o\left[Va + \frac{4\pi}{3}\varrho_a(r^3 - a^3) - \frac{4\pi}{3}r^3\varrho_m\right] = P$$

oder

$$y = -A - B\lambda^3. \quad (4)$$

Wenn in der Fig. 12 von Dr. Mattauchs Abhandlung das Oberste mit dem Untersten vertauscht würde, sowie auch die Zeiten verkehrt gezeichnet würden, erhielten wir eine Kurve, die dieser Gleichung in hohem Maße befriedigte. Wir kehren sie seitlich um, denn wir nehmen an, daß der Effekt in einer Zunahme des Radius und nicht in einer Abnahme besteht.

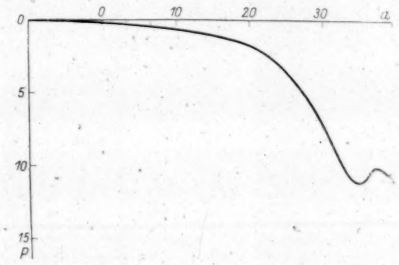


Fig. 3.

Eine Aufklärung der Diskrepanz zwischen Fig. 3 unserer Numerierung und Fig. 12 l. c. ist notwendig, insbesondere da wir in Fig. 12, l. c., ein einzelnes Teilchen haben, dessen Radius nach Dr. Mattauchs Ansicht ständig abnimmt. Es sollte demnach die ganze Kurve der Fig. 1 kontinuierlich durchlaufen, was jedoch nicht der Fall ist. Wenn die von Dr. Mattauch gegebene Deutung richtig wäre, so würde der Umkehrpunkt für den Pk. Nr. 19, für den eine große Zahl von Beobachtungen aufgenommen ist, den er in Fig. 1 sucht, in unendliche Entfernung rechts von seiner Kurve rücken. Bevor die Grenzwerte von y in Gleichung (4) erreicht werden, haben wir wahrscheinlich eine periodische Änderung der Dichte der adsorbierten Schicht vor uns, die den „Haken", mit dem die Kurven in Fig. 12 enden, erklären mag. Die von Dr. Mattauch angegebene (v, τ) Kurve für dasselbe Teilchen unterstützt diese Ansicht.

§ 7. Umkehrung mit der Änderung des Druckes. Wir wollen nun den Umkehrpunkt in Abhängigkeit von der Änderung des Druckes untersuchen. Die elektrische Dichte ϱ in Gleichung (1) ist mit dem Druck veränderlich, und zwar umgekehrt proportional p, während a in erster Näherung konstant bleibt.

Unsere Gleichung ist dann:

$$P_0\left(Va - \frac{4}{3}\pi\frac{k}{p}a^3\right) = P. \qquad (5)$$

Dies ergibt folgende Kurve:

$$y = A - \frac{B}{x} \qquad (6)$$

für unser (P, p) Diagramm. Gleichung (6) ist eine rechtwinkelige Hyperbel mit den Asymptoten $x = 0$ und $Y = A$. Für Selen scheint dies erfüllt zu sein, mit Ausnahme eines einzigen unter zwölf Teilchen. Eine Ursache dieser Abweichung wurde in einer vorläufigen Mitteilung angedeutet. Man könnte nun glauben, daß nach der Theorie des Autors ein Umkehrpunkt bei $p = \frac{4\pi k}{3V}a^2$ vorhanden sein sollte. Es muß jedoch daran erinnert werden, daß alle unsere Gleichungen bloß erste Näherungen vorstellen. Falls es, wie durch die Versuche über die Änderung von P mit a gezeigt erwiesen ist, daß sogar die positive Modifikation in Wirklichkeit negativ ist, wird der Fehler in unserem Ausdruck für die Auftriebskorrektion es verhindern, daß eine positive photophoretische Kraft erhalten wird. Als der Autor dieses nach seinen gemeinsam mit Dr. Mattauch ausgeführten Versuchen über die Änderung der photophoretischen Kraft mit dem Druck Wien verließ, ersuchte er seine Freunde, ihn telegraphisch zu verständigen, sobald eine Umkehrung experimentell erhalten wurde, da dann seine Theorie widerlegt sein würde. Eine Nachricht über eine solche Umkehrung traf jedoch in den letzten vier Jahren nicht bei ihm ein.

§ 8. Eine vom Autor gesuchte Umkehrung. Der Autor hat, wie er glaubt, loyal und ehrlich 5 Monate lang Dr. Mattauch geholfen, die Radiometertheorie der Photophorese womöglich zu bestätigen und seine eigene zu widerlegen. Die Theorie des Autors bestand die Prüfung durch das Experiment in diesen 5 Monaten und in den darauf folgenden 4 Jahren. Es ist jetzt vielleicht an der Zeit, daß einige entscheidende Versuche (experimenta crucis) gemacht werden, um zwischen den radiometrischen und nicht radiometrischen Theorien zu entscheiden, anstatt über die ersteren im Namen der Maxwellschen Theorien hinwegzugehen.

In einer Abhandlung, noch nicht veröffentlicht, wurde die Photophorese in Flüssigkeiten untersucht. Für die „Umkehrung" sind Emulsionen besonders geeignet. Nach der Theorie des Autors sollten die Emulsionen „Wasser in Öl" und „Öl in Wasser" offenbar eine Umkehrung geben. Die Versuche ergaben zwar eine beträchtliche Differenz in den Größen der Geschwindigkeiten, aber keine wirkliche Umkehrung. Die Emulsion „Wasser in Öl" war sehr unstabil und wie Prof. A. W. Porter gezeigt hat, hatten wir zur Konstitution dieser Emulsion kein Vertrauen. Gleichwohl sollten im Hinblick auf diesen Gedanken und mit mehr bestimmten technischen Kenntnissen solcher umgekehrter Emulsionen Untersuchungen über die photophoretische Umkehrung angestellt werden.

Die Abhandlung über Photophorese in Flüssigkeiten wurde vom Autor zu einer Zeit geschrieben, als seine Anordnung von J. J. Hedges für einen Versuch verwendet wurde, durch den die Formel Prof. Porters überprüft werden sollte. Diese Formel stellt die Änderung der Anzahl suspendierter Teilchen mit der Tiefe in einer kolloidalen dar. In dem Berichte über diese Versuche in Trans. Faraday Soc. XVIII, Okt. 1922, ist folgendes angegeben: „Um Konvektionseffekte zu verhindern, wurde der Lichtstrahl durch eine Wasserkammer hindurch geschickt. Eine Blende ermöglichte es, daß das Licht die Beobachtungskammer nur während der Zeit passierte, die erforderlich war, um die Teilchen zu zählen." Der Autor dieses verwendete in seinen Versuchen über Photophorese in Flüssigkeiten eine 10 cm lange Wasserkammer, Hedges dagegen eine zweimal so lange ohne den „Konvektionseffekt", — der parallel zur Richtung des einfallenden Lichtes war, ob nun der Strahl horizontal oder vertikal die Kammer passierte — in irgendeiner Weise zu verkleinern. Infolge dieser photophoretischen Bewegung wurde an der gelungenen Durchführung der Versuche gezweifelt, so daß die Blende angebracht wurde. Die Beobachtungen Hedges ergaben:

y	0,023	0,033	0,043	0,063	0,083	0,103	0,123	0,143
Anzahl der Zählungen	20	20	20	20	40	20	20	40
Gesamtzahl der gezählten Pk.	4	9	15	30	72	40	41	82
Zahl für eine Zählung	0.20	0.45	0.75	1,50	1.825	2,00	2,05	2,05
$u \times 10^{-6}$	0,95	2.14	3,61	7,14	8.69	9,52	9,76	9,76

Da die Zahl der gezählten Teilchen pro Zählung von 0,2 bis 2,05 variierte, war es erforderlich, die Zählung in einem kleinen Bruchteil einer Sekunde durchzuführen und Photophorese dadurch zu vermeiden, daß man das Licht nur während dieses Bruchteiles einer Sekunde die Zählkammer passieren ließ.

Tatsächlich war die durch mechanische

Zerstäubung in destilliertem Wasser hergestellte Gummigutt-Suspension von Hedges, ein reinerer Stoff, als die chemisch erzeugte Schwefelsuspension, die vom Autor selbst verwendet wurde. Da sie frei von Adsorptionseffekten war, lieferte sie ein besseres Bild des photophoretischen Effekts als die Schwefelsuspension. Wenn trotzdem der Effekt als „Konvektion" zu vernachlässigen ist, müssen auch die Versuche in Wien als Konvektionseffekte vernachlässigt werden. Denn der Unterschied im Verhalten der Suspensionen „fester Körper im Gas", „fester Körper in Flüssigkeit" und „Flüssigkeit in Flüssigkeit" ergibt sich bloß aus den Differenzen der Werte für die Viskosität der Medien. Identische Erscheinungen, die sich voneinander bloß durch den Grad der Deutlichkeit des Effektes unterscheiden, sind zu erwarten.

Die Abhandlung über „Photophorese in Flüssigkeiten" besteht genau so, wie sie vom Autor ursprünglich geschrieben wurde. Dem Autor wurde von Professor A. W. Porter vorgeschlagen, eine Übersetzung der Abhandlung nach Deutschland zwecks Veröffentlichung zu senden. Er sah jedoch davon ab, da er infolge der damals unerklärlichen, gleich großen Geschwindigkeit von Teilchen verschiedener Größe den Einwand seines Freundes Prof. Dr. Harihar Parmesh Waran aus Madras, der damals ebenfalls bei Prof. A. W. Porter in London arbeitete, nicht widerlegen konnte, daß nämlich der Effekt nicht „Photophorese", sondern bloß eine „Wärmeströmung" sei. Die neuesten Versuche von Yu-Chen-Yang ermöglichen es dem Autor, diesen Einwand zu widerlegen[1]).

§ 9. Voraussage einer Umkehrung. Ich will schließen mit dem Hinweis auf einen entscheidenden Versuch, der ohne Schwierigkeit in Wien oder Zürich ausgeführt werden kann. Bis jetzt suchte Dr. Mattauch die Umkehrung vom Lichtnegativen zum Lichtpositiven. Falls jedoch Selen wesentlich lichtnegativ ist, müßte eine Umkehrung der großen lichtpositiven Teilchen beim Auspumpen der umgebenden *N*-Atmosphäre eintreten. Wenn meine Freunde in Wien (oder Zürich) mit der halben Begeisterung, mit der sie die Radiometertheorien überprüfen, meine Theorie vom Jahre 1919 auf dem angedeuteten Wege überprüfen wollten, wäre ich ihnen zu großem Danke verpflichtet.

1) Siehe Ann. d. Phys. **77**, 99, 1925; auch Zeitschr. f. Phys. **33**, 232, 1925.

Lucknow in Indien, Universität, 21. Juli 1925.

(Eingegangen 7. Juni 1926.)

Über den durch die Hess'sche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz. Nr. 48.)

Von H. Benndorf.

Die Kenntnis des Ionisations- und Leitfähigkeitszustandes der höheren Luftschichten ist nicht nur für die Theorie des elektrischen Feldes der Erde, sondern auch für das Verständnis der Ausbreitung elektrischer Wellen von grundlegender Bedeutung. Es soll in folgendem der Versuch gemacht werden, den Einfluß der Hess'schen Höhenstrahlung auf den Leitfähigkeitszustand der Atmosphäre zu untersuchen.

Als Ionisatoren der höheren Luftschichten kommen nach dem gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse folgende Strahlungen in Betracht:

1. Das Ultraviolett des Sonnenlichtes.
2. Von der Sonne ausgehende Korpuskularstrahlen.
3. Die Hess'sche Höhenstrahlung.

Theoretische Berechnungen über die Wirkung des Sonnenlichtes und der Korpuskularstrahlen der Sonne auf die Ionisation der Atmosphäre sind neuerdings von Swann[1]) und Elias[2]) durchgeführt worden, während sich mit dem Einfluß der Höhenstrahlung noch niemand beschäftigt zu haben scheint, offenbar deshalb, weil er als unbedeutend angesehen wurde.

Die Frage, ob die Höhenstrahlung für sich allein imstande ist, einen erheblichen Grad der Leitfähigkeit der höheren Luftschichten hervorzurufen, ist deshalb von besonderer Bedeutung, weil sie der einzige Ionisator ist, von dem wir mit einiger Sicherheit wissen, daß er Tag und Nacht in gleicher Stärke wirkt. Während die ultraviolette Sonnenstrahlung für die Nachtionisierung überhaupt nicht in Frage kommt, ist dies für eine Korpuskularstrahlung der Sonne zunächst höchst zweifelhaft. Elias nimmt zwar an, daß durch das Magnetfeld der Erde die Korpuskularstrahlen auch auf die Nachtseite der Erde gelenkt werden und dort eine starke Ionisation erzeugen. Aber abgesehen davon, daß wir noch sehr wenig Sicheres über diese Strahlung und besonders ihre magnetische Ablenkbarkeit wissen, ist es von vornherein sehr unwahrscheinlich, daß sie einigermaßen gleichmäßig verteilt in die Atmosphäre eintritt; und dies müßte man doch annehmen, um die aus der Ausbreitung elektrischer Wellen zu erschließende

1) Terr. Magn. **21**, 1, 1916.
2) Jahrb. f. drahtlos. Tel. **27**, 66, 1926.

starke Ionisation der Atmosphäre auch während der Nacht erklären zu können.

Wie sich im Folgenden zeigen wird, läßt sich der durch die Höhenstrahlung bedingte Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der Atmosphäre mit einer für solche Fragen überraschend großen Sicherheit angeben, da die Berechnung auf wenigen, aber ziemlich gesicherten Annahmen beruht. Besonders wichtig ist es, daß man eine verläßliche untere Grenze für die Leitfähigkeit erhält.

Der Ionisationszustand, gemessen durch die Anzahl n der Ionen im cm^3 hängt nur ab von der Ionisierungsstärke q und der Wiedervereinigungskonstante α, da die Anlagerung der Ionen an Kerne als ionenvernichtender Faktor in den höheren Luftschichten eine zu vernachlässigende Rolle spielen dürfte. Im stationären Zustand ist die Ionenzahl durch die Gleichung gegeben $q = \alpha n^2$ oder

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}. \qquad (1)$$

Die Leitfähigkeit λ der Luft hingegen hängt außer von der Ionenzahl auch noch von der Beweglichkeit k' der positiven und k'' der negativen Ionen ab. Es ist:

$$\lambda = n(k' + k'')\varepsilon = \varepsilon \sqrt{\frac{q}{\alpha}}(k' + k''), \qquad (2)$$

wobei ε das Elementarquantum bedeutet; alle Größen sollen im elektrostatischen Maß gemessen werden.

Eine Änderung der Ionenzahl und der Leitfähigkeit tritt mit zunehmender Höhe in der Atmosphäre ein, weil die Größen q, α, k', k'' sich mit der Dichte der Luft und mit der Temperatur ändern. Der Temperatureinfluß ist übrigens so gering, daß er für die Zwecke dieser Untersuchung vernachlässigt werden kann. Da man die Dichte der Luft für die Höhen, die für uns von Interesse sind, also Höhen bis etwa 120 km genügend genau berechnen kann, genügt es, die Abhängigkeit der Größen q, α, k', k'' von der Luftdichte, oder wie man gewöhnlich zu sagen pflegt, vom Drucke zu kennen, um Ionisierung und Leitfähigkeit für die verschiedenen Höhen angeben zu können.

1. Abhängigkeit der Ionisierung von der Luftdichte.

Die Ionisierungsstärke q ist einerseits proportional der Anzahl der in der Volumeinheit vorhandenen Molekeln, also auch der Dichte ϱ und andererseits der Intensität der Strahlung J. Diese Intensität denken wir uns in einem relativen Maß, z. B. durch die Anzahl der Ionen gemessen, die die Höhenstrahlung in einer Sekunde in einem geschlossenen, mit Luft von bestimmter Dichte gefüllten Gefäß erzeugt. Wir können daher setzen:

$$q = \beta \frac{\varrho}{\varrho_0} J. \qquad (3)$$

Der Index o soll im Folgenden die Werte der Größen im Meeresniveau kennzeichnen. Wir können daher auch schreiben:

$$q_0 = \beta J_0. \qquad (4)$$

Die Wiedervereinigungskonstante wächst, wie experimentell nachgewiesen und theoretisch begründet ist, proportional mit der Dichte, solange die Dichte die Normaldichte nicht stark übersteigt. Man kann daher setzen:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\varrho}{\varrho_0}. \qquad (5)$$

Es ergibt sich somit aus 3, 5 und 1

$$n = \sqrt{\frac{\beta J}{\alpha_0}} \qquad (6)$$

und

$$\frac{n}{n_0} = \sqrt{\frac{J}{J_0}}. \qquad (7)$$

Um nun das Verhältnis J/J_0 berechnen zu können, nehmen wir an, daß für die Absorption der Höhenstrahlung das gewöhnliche Absorptionsgesetz gültig ist, daß also $dJ = \mu J dz$, wo μ der der Dichte proportionale Absorptionskoeffizient ist; wir können daher auch $\mu = \gamma\varrho$ setzen, wenn γ den „Massenabsorptionskoeffizienten" bezeichnet. Nach Einführung von γ ergibt sich:

$$\frac{dJ}{J} = \frac{\gamma}{g} \cdot \varrho g dz \qquad (8)$$

und da die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe z über der Erde $-dp = \varrho g dz$ ist, wenn g die Schwerebeschleunigung bezeichnet, so ergibt sich somit $\frac{dJ}{J} = -\frac{\gamma}{g} dp$ und integriert:

$$\frac{J}{J_0} = e^{\frac{\gamma}{g}(p_0 - p)} \qquad (9)$$

und

$$\frac{n}{n_0} = e^{\frac{\gamma}{2g}(p_0 - p)}. \qquad (10)$$

Aus dieser Formel sieht man, daß die Ionisierung durch die Höhenstrahlung zuerst rasch zunimmt, dann aber bald mit abnehmendem Druck einem konstanten Endwert zustrebt. Die Zahlenwerte, die sich für diesen Endwert ergeben, hängen natürlich stark von dem Werte ab, den man für den Massenabsorptionskoeffizienten annimmt. Da sich aus den Beobachtungen ein gewisser Spielraum, für diesen Wert ergibt,

sollen die Zahlenrechnungen im Folgenden mit einer oberen und unteren Grenze dieses Wertes durchgeführt werden.

2. Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Luftdichte.

Experimentell ist festgestellt, daß für die Beweglichkeit der positiven Ionen das Gesetz gilt $k'\varrho = \text{const}$ und es ist aus theoretischen Überlegungen anzunehmen, daß dieses Gesetz gültig bleibt bis zu den geringsten Dichten. Bei den negativen Ionen gilt dieses Gesetz wie Kovarik[1]) u. a. gezeigt haben in Luft nur bis zu einer Dichte von etwa $3{,}4 \times 10^{-4}$ gr/cm³, was bei einer Temperatur von 0° C etwa dem Druck von 200 mm entspricht; unterhalb dieser Dichte wächst das Produkt $k''\varrho$ sehr rasch an, wenn die Dichte abnimmt. Der Grund dieses abweichenden Verhaltens der negativen Ionen liegt darin, daß mit zunehmender Verdünnung sich immer ausgiebiger freie Elektronen an der Leitung beteiligen. Wir können daher drei Gebiete unterscheiden. Das erste Gebiet ist dadurch gekennzeichnet, daß die negativen Elektrizitätsträger normale Ionen sind; in diesem Gebiet gilt die Beziehung $k''\varrho = \text{const}$. Im zweiten Gebiet sind die Elektrizitätsträger zum Teil normale Ionen, zum Teil Elektronen; in diesem Gebiet ist $k''\varrho = f(\varrho)$, wo $f(\varrho)$ eine Funktion ist, die mit abnehmendem ϱ stark anwächst. Im dritten Gebiet haben wir es nur mehr mit freien Elektronen zu tun; hier gilt wieder $k''\varrho = \text{const}$. Bei welcher Dichte das Gebiet 2 aufhört und Gebiet 3 beginnt, läßt sich gegenwärtig mangels experimenteller Daten nur sehr ungenau angeben. Es ist ja wohl kaum nötig, noch eigens hervorzuheben, daß diese Dreiteilung eines an sich einheitlichen Gebietes aus rein praktischen Gesichtspunkten erfolgt und daß die Festsetzung von Grenzen zwischen den einzelnen Gebieten nur als Approximation an die Wirklichkeit aufzufassen ist.

Entsprechend diesem Sachverhalt können wir nun ansetzen:

$$k' = k'_0 \frac{\varrho_0}{\varrho} \tag{11}$$

und

$$k'' = k''_0 \frac{\varrho_0}{\varrho} \psi(\varrho); \tag{12}$$

es bedeuten k'_0 und k''_0 die Beweglichkeiten der beiden Ionengattungen bei normaler Dichte und $\psi(\varrho)$ eine Funktion, deren Wert im ersten Gebiet gleich 1 ist, im zweiten Gebiet rasch ansteigt und im dritten Gebiet wieder konstant wird. Nach dieser Vorbereitung können wir nun die Leitfähigkeit als Funktion der Luftdichte darstellen.

Es muß hier bemerkt werden, daß die Annahme der Proportionalität von α mit der Dichte nur unter der Voraussetzung richtig ist, daß es sich immer um dieselbe Art von Ionen handelt. Wie eben auseinandergesetzt wurde, trifft diese Voraussetzung für das zweite und dritte Gebiet nicht zu, da in dem zweiten die negativen Elektrizitätsträger nur zum Teil normale Ionen, zum Teil Elektronen und im dritten Gebiet ausschließlich Elektronen sind. Wenn wir trotzdem die Beziehung 10 beibehalten, so geschieht das auf Grund der Erwägung, daß wir eine sichere untere Grenze brauchen; da nun wenigstens für die Gasarten der Atmosphäre wie aus der Theorie von J. J. Thomson[1]) hervorgeht, die Wiedervereinigungskonstante für positive Ionen und Elektronen kleiner ist als die Wiedervereinigungskonstante für positive und negative Ionen, erhalten wir nach Formel 10 für n sicher einen kleineren Wert als es der Wirklichkeit entspricht, so daß wir mit Recht sagen können, die wirkliche Ionisierung ist größer als die nach Formel 10 berechnete.

3. Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Luftdichte.

Bilden wir aus 2 das Verhältnis Λ/Λ_0, so ergibt sich:

$$\frac{\Lambda}{\Lambda_0} = \frac{n\,k' + k''}{n_0 k'_0 + k''_0} \tag{13}$$

und unter Berücksichtigung von 10, 11, 12

$$\frac{\Lambda}{\Lambda_0} = \frac{\varrho_0}{\varrho} \frac{k'_0 + k''_0 \psi(\varrho)}{k'_0 + k''_0} e^{\frac{\gamma}{2\beta}(p_0 - p)}; \tag{14}$$

setzen wir noch

$$\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right) = \frac{k'_0 + k''_0 \psi(\varrho)}{k'_0 + k''_0} \tag{15}$$

und bezeichnen die Grenzwerte der Dichte zwischen 1. und 2. Gebiet mit dem Index 1 und die zwischen 2. und 3. Gebiet mit dem Index 2, so läßt sich über den Verlauf der Funktion $\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)$ folgendes aussagen: Im Intervall $1 > \frac{\varrho}{\varrho_0} > \frac{\varrho_1}{\varrho_0}$ ist $\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right) = 1$, im Intervall $\frac{\varrho_1}{\varrho_0} > \frac{\varrho}{\varrho_0} > \frac{\varrho_2}{\varrho_0}$ nimmt $\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)$ rasch zu, um im dritten Intervall $\frac{\varrho_2}{\varrho_0} > \frac{\varrho}{\varrho_0} > 0$ den konstanten Wert $\xi\left(\frac{\varrho_2}{\varrho_0}\right)$ beizubehalten. Es ergibt sich somit

1) Phys. Rev. **30**, 415, 1910.

1) Phil. Mag. **47**, 337, 1924.

für A/A_0 der Ausdruck:

$$\frac{A}{A_0} = \frac{\varrho_0}{\varrho}\,\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right) e^{\frac{\gamma}{2g}(p_0 - p)}. \qquad (16)$$

4. Der Einfluß der Temperatur.

Sowohl α wie k ändern sich etwas mit der Temperatur bei konstanter Dichte und zwar wächst die Beweglichkeit mit steigender Temperatur, während die Wiedervereinigungskonstante abnimmt; da in der Stratosphäre die Temperatur konstant ist und es uns außerdem nur auf die Größenordnung ankommt, können wir den Temperatureinfluß mit Berechtigung vernachlässigen und legen den numerischen Rechnungen die konstante Stratosphärentemperatur $T = 219^0$ abs. zugrunde. Zwischen p und ϱ besteht dann die Beziehung $p = \varrho R T$ und $p_0 = \varrho_0 R T$. Wir können jetzt A/A_0 entweder als Funktion von p oder ϱ anschreiben:

$$\frac{A}{A_0} = \frac{p_0}{p}\,\xi\left(\frac{p}{p_0}\right) e^{\frac{\gamma}{2g}(p_0 - p)} \qquad (17)$$

oder auch

$$\frac{A}{A_0} = \frac{\varrho_0}{\varrho}\,\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right) e^{\frac{\gamma}{2g} R T (\varrho_0 - \varrho)}. \qquad (18)$$

5. Erste Näherung für A/A_0.

Wir wollen nun zunächst eine untere Grenze für die Leitfähigkeit der Atmosphäre in verschiedenen Höhen berechnen. Eine solche untere Grenze erhält man, wenn man in dem Ausdruck für $A/A_0\ \xi = 1$ setzt. Die Werte des Luftdruckes und der Luftdichte für verschiedene Höhen lassen sich ausrechnen, wenn man bestimmte Annahmen über die Temperatur und die Zusammensetzung der Atmosphäre macht. Wir wollen für unsere Zwecke die Zahlen zugrunde legen, die S. Chapman[1]) und E. A. Milne berechnet haben, und zwar unter der Annahme, daß bis zu 12 km Höhe (Grenze der Troposphäre) die Zusammensetzung der Atmosphäre sich nicht ändert und von 12 km aufwärts, bei Vorhandensein von Wasserstoff, Diffusionsgleichgewicht herrscht. Die mittlere Temperatur der Troposphäre wird mit $T = 247^0$, die Temperatur der Stratosphäre mit $T = 219^0$ angenommen.

Die Werte von $p, q, n/n_0$ und die Näherungswerte von A/A_0 (bezeichnet durch $[A/A_0]$) sind aus Tabelle II zu ersehen, und zwar sind die Werte von n/n_0 und $[A/A_0]$ für zwei Grenzwerte des Massenabsorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung $\gamma = 2{,}26 \times 10^{-3}$ und $\gamma = 4{,}52 \times 10^{-3}$ cm²/g berechnet, welche etwa den Werten entsprechen, die W. Kolhörster[1]) in seiner Zusammenstellung der nach verschiedenen Methoden ermittelten Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung für Luft (Mittelwert $4{,}7 \times 10^{-3}$) und Wasser (Mittelwert $2{,}2 \times 10^{-3}$) als Absorber angibt. Man sieht aus der Tabelle II, daß in 100 km Höhe n/n_0 zwischen 3 und 10 liegt und die Leitfähigkeit mindestens das 10^6- bis 10^7fache der Bodenleitfähigkeit betragen muß.

1) Quart. Journ. **48**, 357, 1920.

6. Berechnung von $\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)$.

Im ersten Gebiet, das nach den Beweglichkeitsmessungen von Kovarik[2]) etwa bis $p = 200$ mm reicht, ist ξ gleich 1; dieser Fall ist in Abschnitt 5 bereits behandelt.

Den Wert von ξ im dritten Gebiet finden wir, indem wir für k'' den Wert der Beweglichkeit des Elektrons einsetzen. Es ist nach den üblichen Annahmen die Beweglichkeit k^* eines Elektrons zu setzen, $k^* = \frac{\varepsilon}{m} \cdot \frac{l^*}{v^*}$. (Die Größen, die sich auf das Elektron beziehen, sollen im Folgenden mit einem Stern versehen werden); dabei bezeichnet m die Masse des Elektrons, v^* seine thermische Geschwindigkeit, l^* seine mittlere Weglänge bei der Dichte ϱ. Da nun l^* gleich $l_0^* \frac{\varrho_0}{\varrho}$ ist, können wir schreiben:

$$k^* = \frac{\varepsilon}{m} \frac{l_0^*}{v^*} \cdot \frac{\varrho_0}{\varrho} = k_0^* \frac{\varrho_0}{\varrho}. \qquad (18)$$

Für ξ ergibt sich dann der Wert $\xi = \frac{k_0' + k_0^*}{k_0' + k_0''}$. Zur numerischen Berechnung setzen wir der Einfachheit halber $k_0' = k_0'' = k_0 = 1.5$ cm²/V.sec $= 450$ cm²/Ves sec, etwa einer Temperatur von $T = 200^0$ entsprechend. l_0^* wird aus der Formel berechnet $l_0^* = \frac{1}{N \pi R^2}$, wobei $\pi R^2 = 7{,}6 \times 10^{-16}$ cm² der Wirkungsquerschnitt einer N_2-Molekel und N die Anzahl der Molekeln bei einem Druck von 760 mm und $T = 219^0$ in 1 cm³ ist; es ist $N = 2{,}7 \times 10^{19} \times \frac{273}{219}$ $= 3{,}36 \times 10^{19}$ cm^{-3}; daraus ergibt sich $l_0^* = 3{,}8 \times 10^{-5}$ cm. Die thermische Geschwindigkeit eines Elektrons bei 273^0 ist $1{,}12 \times 10^7$ cm/sec, daher bei 219^0

$$v^* = 1{,}12 \times 10^7 \sqrt{\frac{219}{273}} = 1{,}0 \times 10^7 \text{ cm/sec};$$

mit $\frac{\varepsilon}{m} = 5{,}3 \times 10^{17}$ Ces/g ergibt sich dann

1) Zeitschr. f. Phys. **36**, 147, 1926.
2) Phys. Rev. **30**, 413, 1910.

Tabelle I.

1. p in mm	8,8	16,0	34,0	51,8	77,0	97,8	125	160	215,3	316
2. ϱ_0/ϱ	86	47,5	22,3	14,6	9,7	7,8	6,1	4,7	3,5	2,4
3. $p\bar{k}''$	20,8	9,90	8,05	6,14	4,74	3,16	2,50	2,30	2,12	2,05
4. $p_0 k_0''$	2,05	2,05	2,05	2,05	2,05	2,05	2,05	2,05	2,05	2,05
5. $\dfrac{p\bar{k}'' - p_0 k_0''}{p_0 k_0''} = \dfrac{\varrho\bar{k}'' - \varrho_0 k_0''}{\varrho_0 k_0''}$	9,3	3,85	2,93	1,98	1,12	(0,54)	(0,22)	(0,12)	(0,034)	(0,00)
6. n^*/n experimentell	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$	$8{,}6 \cdot 10^{-4}$	$6{,}6 \cdot 10^{-4}$	$4{,}4 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	$(1{,}2 \cdot 10^{-4})$	$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	$(2{,}7 \cdot 10^{-5})$	$(7{,}6 \cdot 10^{-6})$	(0)
7. n^*/n berechnet	$2{,}2 \cdot 10^{-3}$	$12{,}3 \cdot 10^{-4}$	$5{,}8 \cdot 10^{-4}$	$3{,}8 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	$2{,}0 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	—

Tabelle II.

1. Höhe in km	0	9	12	20	40	60	80	100	120
2. Druck in Dyn/cm²	$1{,}014 \cdot 10^6$	$2{,}91 \cdot 10^5$	$1{,}92 \cdot 10^5$	$5{,}55 \cdot 10^4$	$2{,}58 \cdot 10^3$	$1{,}27 \cdot 10^2$	7,45	1,20	$7{,}07 \cdot 10^{-1}$
3. Druck in mm	760	218	144	41,6	1,93	0,095	0,0056	0,0009	0,0005
4. Dichte ϱ	$1{,}61 \cdot 10^{-3}$	$4{,}6 \cdot 10^{-4}$	$3{,}05 \cdot 10^{-4}$	$8{,}77 \cdot 10^{-5}$	$4{,}05 \cdot 10^{-6}$	$1{,}96 \cdot 10^{-7}$	$9{,}98 \cdot 10^{-9}$	$6{,}17 \cdot 10^{-10}$	$1{,}12 \cdot 10^{-10}$
5. ϱ_0/ϱ	1	3,5	5,3	$1{,}83 \cdot 10^2$	$3{,}93 \cdot 10^2$	$8{,}0 \cdot 10^3$	$1{,}36 \cdot 10^5$	$8{,}45 \cdot 10^5$	$1{,}14 \cdot 10^6$
6. n/n_0 für $\gamma = 2{,}26 \cdot 10^{-3}$	1	2,3	2,6	3,0	3,2	3,2	3,2	3,2	3,2
7. n/n_0 für $\gamma = 4{,}52 \cdot 10^{-3}$	1	5,3	6,6	9,1	10,3	10,3	10,3	10,3	10,3
8. $[A/A_0]$ für $\gamma = 2{,}26 \cdot 10^{-3}$	1,0	8,02	13,6	5,51 · 10	$1{,}26 \cdot 10^2$	$2{,}56 \cdot 10^4$	$4{,}38 \cdot 10^3$	$2{,}72 \cdot 10^6$	$4{,}61 \cdot 10^6$
9. $[A/A_0]$ für $\gamma = 4{,}52 \cdot 10^{-3}$	1,0	18,4	35,1	$1{,}66 \cdot 10^2$	$4{,}03 \cdot 10^2$	$8{,}22 \cdot 10^4$	$1{,}40 \cdot 10^6$	$8{,}73 \cdot 10^6$	$1{,}48 \cdot 10^7$
10. $\xi = 1 + 5{,}7 \cdot 10^{-2} \cdot \dfrac{\varrho_0}{\varrho}$	1	1,2	1,3	2,1	$2{,}3 \cdot 10^1$	$4{,}6 \cdot 10^2$	$2{,}2 \cdot 10^3$	$2{,}2 \cdot 10^4$	$2{,}2 \cdot 10^5$
11. A/A_0 für $\gamma = 2{,}26 \cdot 10^{-3}$	1,0	0,6	$1{,}8 \cdot 10^1$	$1{,}16 \cdot 10^2$	$2{,}9 \cdot 10^4$	$1{,}2 \cdot 10^7$	$9{,}6 \cdot 10^8$	$6{,}0 \cdot 10^9$	$1{,}0 \cdot 10^{10}$
12. A/A_0 für $\gamma = 4{,}52 \cdot 10^{-3}$	1,0	$2{,}2 \cdot 10^1$	$4{,}6 \cdot 10^1$	$3{,}5 \cdot 10^2$	$9{,}4 \cdot 10^4$	$3{,}7 \cdot 10^7$	$3{,}1 \cdot 10^9$	$1{,}9 \cdot 10^{10}$	$3{,}3 \cdot 10^{10}$
13. A für $A_0 = 3 \cdot 10^{-4}$, $\gamma = 2{,}26 \cdot 10^{-3}$ in sec^{-1}	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	$2{,}9 \cdot 10^{-3}$	$5{,}3 \cdot 10^{-3}$	$3{,}5 \cdot 10^{-2}$	8,8	3,5 · 10³	$2{,}9 \cdot 10^5$	$1{,}8 \cdot 10^6$	$3{,}0 \cdot 10^6$
14. A für $A_0 = 3 \cdot 10^{-4}$, $\gamma = 4{,}52 \cdot 10^{-3}$ in sec^{-1}	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	$6{,}6 \cdot 10^{-3}$	$1{,}4 \cdot 10^{-2}$	$1{,}1 \cdot 10^{-1}$	$2{,}8 \cdot 10^1$	$1{,}2 \cdot 10^4$	$9{,}4 \cdot 10^5$	$5{,}8 \cdot 10^6$	$9{,}8 \cdot 10^6$

$k_0^* = 2{,}0 \times 10^6$ cm²/Ves sec. Da, wie man sieht, k_0 gegenüber k_0^* zu vernachlässigen ist, erhalten wir so im dritten Gebiet den Wert $\xi = \dfrac{k_0^*}{2k_0}$ $= 2{,}2 \times 10^3$; mit diesem Wert sind die Zahlen der Zeilen 8 und 9 in Tabelle II zu multiplizieren, um den Wert von A/A_0 im Gebiet 3 zu erhalten. Es erübrigt nur mehr den Grenzwert der Dichte ϱ_2 zu ermitteln, bei dem das Gebiet 3 beginnt; dieser Wert wird sich bei Behandlung des Gebietes 2 ergeben.

Im Gebiet 2 haben wir es also mit einem Zustand des Gases zu tun, in dem neben normalen Ionen auch freie Elektronen auftreten. Es sei bei einer bestimmten Dichte n'' die Anzahl der negativen Ionen, n^* die Zahl der Elektronen; dann ergibt sich die mittlere Beweglichkeit $\bar{k}''$ der negativen Elektrizitätsträger aus der Gleichung:

$$n\bar{k}'' = n''k'' + n^*k^*, \tag{19}$$

wo

$$n = n'' + n^* \tag{20}$$

die Zahl der positiven Ionen angibt. Setzt man den Wert von n'' aus (20) in (19) ein, so ist:

$$\left.\begin{aligned} \bar{k}'' &= k'' + \frac{n^*}{n}(k^* - k'') = \\ &= \frac{\varrho_0}{\varrho}\left(k_0'' + \frac{n^*}{n}(k_0^* - k_0'')\right) = \frac{\varrho_0}{\varrho}\bar{k}_0'' \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

und daher mit Rücksicht auf (15)

$$\xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right) = \frac{k_0' + \bar{k}_0''}{k_0' + k_0''} = 1 + \frac{n^*}{n}\frac{k^* - k_0''}{k_0' + k_0''}; \tag{22}$$

es erübrigt also nur mehr n^*/n als Funktion von $\left(\dfrac{\varrho}{\varrho_0}\right)$ auszudrücken. Nach theoretischen Überlegungen, die ebenfalls von J. J. Thomson[1]) stammen, können wir im Gebiet 2 $\dfrac{n^*}{n}$ proportional $\dfrac{\varrho_0}{\varrho}$ setzen, also

$$\frac{n^*}{n} = C\frac{\varrho_0}{\varrho}; \tag{23}$$

zur Ermittlung der Konstante C wollen wir die Messungen von Kovarik verwenden.

Kovarik findet für Luft für $p\bar{k}''$ die Werte der Zeile 3 in Tabelle I; aus ihnen ergeben sich die Werte der Zeile 5. (Die eingeklammerten Werte sind, wie es in der Natur der Sache liegt nur sehr ungenau ermittelbar.)

Da aus Gleichung (21) folgt, daß

$$\frac{n^*}{n} = \frac{\varrho\bar{k}'' - \varrho_0 k_0''}{\varrho_0(k_0^* - k_0'')},$$

so erhalten wir $\dfrac{n^*}{n}$ durch Multiplikation der Werte

[1]) l. c.

von Zeile 5 in Tabelle I mit $\frac{k_0''}{k_0^* - k_0''}$; diese Werte von $\frac{n^*}{n}$, die sich aus den Messungen von Kovarik ergeben, sind in Zeile 6 der Tabelle I enthalten; aus ihnen ergibt sich durch

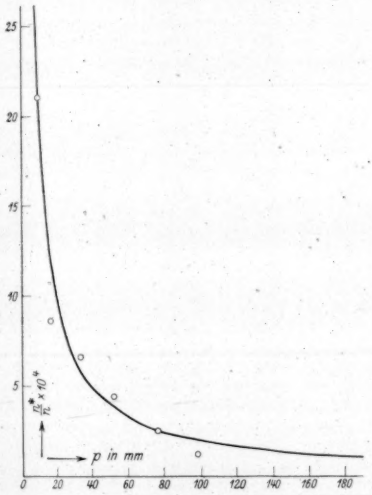


Fig. 1.

Multiplikation mit ϱ/ϱ_0 als Mittelwert die Konstante $C = 2{,}6 \cdot 10^{-5}$ und der Grenzwert der Dichte für das Gebiet 2 bestimmt sich aus der Bedingung

$$\frac{n^*}{n} = 1 = 2{,}6 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\varrho_0}{\varrho_2};$$

es wird $\varrho_2 = 4{,}2 \times 10^{-8}$ und der dieser Dichte entsprechende Druck $p_2 = 0.019$ mm.

Um zu zeigen, daß die Beziehung 23 genügend mit der Erfahrung stimmt, sind die Werte von n^*/n, nach der Gleichung

$$\frac{n^*}{n} = 2{,}6 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\varrho_0}{\varrho}$$

berechnet (Tabelle I, Zeile 7), und in Fig. 1 als Kurve eingetragen, während gleichzeitig die empirisch bestimmten Werte von Kovarik aus Zeile 6 von Tabelle I durch kleine Kreise bezeichnet sind. Die Übereinstimmung ist so gut, wie man es in Anbetracht der Ungenauigkeit der Messungen nur erwarten kann.

Nun läßt sich auch unmittelbar der Wert von ξ im zweiten Gebiet angeben. Es folgt unter Einsetzung des Wertes von C aus (22) und (23) bei Vernachlässigung von k_0'' gegen k_0^* und unter Gleichsetzung von $k_0' = k_0'' = k_0$:

$$\left.\begin{aligned} \xi\left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right) &= 1 + C\,\frac{k_0^*}{2k_0} \cdot \frac{\varrho_0}{\varrho} = \\ &= 1 + 5{,}7 \cdot 10^{-2}\,\frac{\varrho_0}{\varrho} \end{aligned}\right\}, \qquad (24)$$

wodurch wir also auch im zweiten Gebiet in der Lage sind Λ/Λ_0 auszurechnen. Die Werte von ξ sind in Tabelle II in Zeile 10 ausgerechnet.

7. Die Leitfähigkeit in verschiedenen Höhen.

Die Aufgabe, die wir uns gestellt haben, ist nunmehr gelöst. Durch Multiplikation der Zahlen der Reihe 10 mit denen der Reihe 8 und 9 erhalten wir die Werte von Λ/Λ_0 für verschiedene Höhen und schließlich die absoluten Werte der Leitfähigkeit, wenn wir einen Wert für Λ_0 annehmen. In Tabelle II ist für Λ_0 der Wert $3 \cdot 10^{-4}$ sec^{-1} d. i. der Mittelwert der Leitfähigkeit auf den Ozeanen, der Berechnung zugrunde gelegt; dieser Wert wurde deshalb gewählt, weil über den Ozeanen die Hess'sche Höhenstrahlung der einzige Ionisator ist, der für die Ionisierung der Luft in den unteren Luftschichten in Betracht kommen

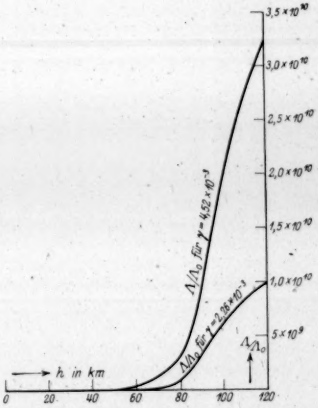


Fig. 2.

dürfte, da der Emanationsgehalt der Luft über dem Ozean ein verschwindend kleiner ist. Man sieht aus den Zahlen der Tabelle II und aus den Kurven der Fig. 2, daß infolge der Ionisation durch die Höhenstrahlung die Luft in 100 km Höhe rund 10^{10} mal besser leitet als

an der Erdoberfläche und daher bereits die Leitfähigkeit von trockenem Erdboden erreicht. Man sieht auch, daß zwischen 70 und 80 km, also in der Höhe der Heaviside-Schichte ein rapider Anstieg der Leitfähigkeit vorhanden ist. Die Zahlen der Reihe 13 in Tabelle II, die auf dem Absorptionskoeffizienten $2{,}26 \cdot 10^{-3}$ basiert sind, sind als eine untere Grenze anzusehen, da die angenommenen Ionenzahlen, wie in Abschnitt 2 auseinandergesetzt wurde, kleiner als in Wirklichkeit sind; dagegen dürften die Zahlen der Zeile 14, Tabelle II vielleicht etwas zu hoch sein. Da Kolhörster $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ gegenwärtig für den wahrscheinlichsten Wert des Absorptionskoeffizienten ansieht, ist es eine sehr erfreuliche Bestätigung der angestellten Überlegungen, daß der errechnete Wert von λ in 9 km Höhe $29 \cdot 10^{-4}$ (Zeile 13) sehr gut mit den im Ballon in 9 km Höhe gemessenen Werten übereinstimmt, für die Wigand etwa $20 - 26 \cdot 10^{-4}$ ansetzt.

Den Hauptwert dieser Arbeit möchte ich aber darin erblicken, daß mir der Beweis erbracht zu sein scheint, daß die Hess'sche Höhenstrahlung als Nacht-Ionisationsquelle völlig ausreicht und daß dadurch die bisher gar nicht oder nur sehr unbefriedigend erklärte Ionisierung der Luft in der Nacht ihre Erklärung gefunden hat.

Überlegt man sich auf Grund welcher Voraussetzungen dies Resultat gewonnen worden ist, so sieht man, daß außer den theoretisch und experimentell recht gut begründeten Annahmen über den Mechanismus der Elektrizitätsleitung in Gasen, nur die eine Voraussetzung gemacht wird, daß eine aus dem Weltraum kommende Strahlung existiert, deren Massenabsorptionskoeffizient den Wert besitzt, der für die Hess'sche Höhenstrahlung experimentell ermittelt worden ist. Da wir noch sehr wenig über die Eigenschaften der Höhenstrahlung wissen, werden diesem ersten Versuche, dem es wesentlich um Feststellung der Größenordnung ihrer Wirkung auf die Atmosphäre zu tun ist, vereinfachende Annahmen, wie senkrechter Strahleneinfall, Vernachlässigung einer Streuung usw. nicht zum Vorwurf gemacht werden dürfen.

8. Zusammenfassung.

Auf Grund der Annahme, daß eine kosmische Strahlung mit einem Massenabsorptionskoeffizienten zwischen den Grenzen $2{,}2 \cdot 10^{-3}$ und $4{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm²/g existiert und als Ionisator der Atmosphäre wirkt, wird die Ionisierung und der Leitfähigkeitszustand in verschiedenen Höhen der Atmosphäre berechnet. Es ergibt sich, daß die Leitfähigkeit (für Gleichstrom) in 100 km Höhe etwa das 10^{10} fache des Wertes an der Erdoberfläche annimmt; die Luft leitet in dieser Höhe bereits so gut wie trockener Erdboden. Unterhalb von 80 km findet ein sehr starker Anstieg der Leitfähigkeit statt. Durch diese Tatsache ist eine Erklärung für das Vorhandensein einer starken Ionisierung der Luft, auch während der Nachtstunden gegeben, die aus den Versuchen über die Ausbreitung elektrischer Wellen gefolgert werden muß und bisher nicht befriedigend erklärt werden konnte.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 89. VERSAMMLUNG DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE IN DÜSSELDORF.

Reinhold Fürth (Prag), Adsorption und Diffusion im elektrischen Feld.

1.

Vor einiger Zeit habe ich auf Anregung von Herrn Keller (Prag) eine Anordnung ersonnen, um den Ladungssinn von gefärbten kolloiden Partikeln (Farbstoffen) rasch und sicher zu bestimmen[1]). Sie besteht im wesentlichen in einem Gefäß mit der betreffenden Farblösung, in das zwei stabförmige Elektroden von oben vertikal eintauchen. Diese Elektroden bestehen aus Halbleitern, und zwar in der Regel aus mit Wasser getränkten Streifen von Löschpapier oder aus ebenfalls mit Wasser getränkten Stäbchen aus Chamotte oder einem anderen porösen Stoff ähnlicher Art[1]). Die Elektroden sind an ihrem oberen Ende in zwei Metallklemmen gefaßt, an die man eine Gleichspannung von einigen hundert Volt (meist etwa 600 Volt) anlegen kann, die man am einfachsten einem Wechselstromtransformator in Verbindung mit einem elektro-

1) Kolloid-Zeitschr. **37**, 200, 1925.

1) Die ursprünglichen Versuche wurden mit „Ausherbausteinen" als Elektroden ausgeführt. Andere Materialien, insbesondere das Filtrierpapier, sind von Herrn J. Gicklhorn eingehend untersucht worden.

lytischen Gleichrichter entnimmt. Werden die Elektroden bei angelegter Spannung in die Flüssigkeit eingetaucht, so fließt infolge des hohen Widerstandes der Halbleiter nur ein sehr schwacher Strom (wenige Milliampere) durch die Anordnung hindurch. Nach einigen Sekunden (bis höchstens einer Minute) erweist sich nach dem Herausziehen der Elektroden die eine, soweit sie eingetaucht war, als mit dem Farbstoff gefärbt, die andere bleibt ungefärbt. Es ist klar, daß offenbar die positive Elektrode gefärbt wird, wenn die Farbstoffpartikel negativ geladen sind, und umgekehrt. Über die Vorteile der Methode gegenüber den sonst üblichen Kataphoresemethoden möge hier nicht weiter gesprochen werden, da dies an anderer Stelle ausführlich dargelegt ist.

Man kann die Erscheinung zweckmäßig als selektive Adsorption des Farbstoffes an einen festen Körper, hervorgerufen durch ein elektrisches Feld, ansprechen, da sie der normalen Adsorption durchaus vergleichbar ist. In der Tat nimmt man ja heute an, daß die gewöhnliche Adsorption auch auf elektrische Kräfte zurückzuführen ist, und zwar spricht man von polarer Adsorption, wenn zwischen Adsorbens und Adsorptiv eine Potentialdifferenz besteht, die zu Anziehungskräften zwischen ihnen Anlaß gibt. Da nun die meisten Stoffe bei der Berührung mit Wasser ein Kontaktpotential gegen dasselbe annehmen (Metalle sowohl als auch Dielektrika), tritt polare Adsorption geladener Partikel ein, wenn der Ladungssinn des Adsorbens dem des Adsorptivs entgegengesetzt ist.

Die Versuche mit der beschriebenen Anordnung zeigen[1]), daß in der Regel saure Farbstoffe an der Anode, basische Farbstoffe an der Kathode adsorbiert werden, entsprechend der Regel, daß die ersteren an positive, die letzteren an negative Adsorbentien adsorbiert werden.

2.

Mit derselben Anordnung lassen sich nun auch ohne weiteres kristalloide Lösungen auf ihr Verhalten prüfen. Untersuchungen dieser Art wurden im Institut für theoretische Physik der deutschen Universität in Prag von Herrn J. Gicklhorn, Herrn O. Blüh und mir, und zwar an Elektrolyten in wäßriger Lösung angestellt. Sind die Teilchen solcher Lösungen (die Ionen) gefärbt, so kann man sie wie bei den Farbstoffen, direkt sehen, ist dies nicht der Fall, so kann man sie auf den Elektroden, nachdem man dieselben aus der Lösung herausgezogen hat, durch entsprechende chemische Reaktionen, die ein gefärbtes Produkt erzeugen, indirekt sichtbar machen.

Eine flüchtige Betrachtung würde vermuten lassen, daß das Resultat solcher Versuche einfach so aussehen müsse, daß das Kation an der Kathode, das Anion an der Anode auftritt, wie bei der gewöhnlichen Elektrolyse. Dem ist nun aber, wie der Versuch lehrt, keineswegs so, vielmehr sieht man, wie die an einem Versuch mit Kupferchlorid gewonnene Fig. 1 zeigt, daß beide Ionen gemeinsam auftreten und auf beiden Elektroden gemeinsam über die Eintauchstelle (die Tauchzone) emporsteigen, stets jedoch auf einem Pol bedeutend schneller und kräftiger als auf dem anderen Pol. Wir können also hier von einer selektiven Adsorption des

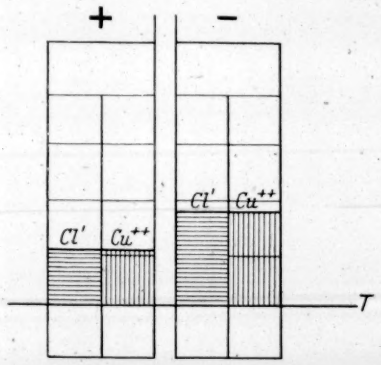


Fig. 1.

Elektrolyten als Ganzem, hervorgerufen durch ein elektrisches Feld, sprechen.

Eine genauere Untersuchung der Verteilung der Konzentration der beiden Ionenarten an den Elektroden ergibt das durch die Fig. 2, gewonnen an Salzsäure, dargestellte Bild. An dem einen Pol (hier der Anode) sind beide Ionen gleichmäßig bis zu einer scharfen Grenze vorgedrungen, an dem anderen Pol ist das eine Ion (*H*) dem andern (*C*) vorausgeeilt, die Konzentration desselben nimmt nach oben hin allmählich ab. Besser ist dies noch an der Fig. 3, gewonnen an *NaCl*, an der gezeichneten Verteilung des *Cl* zu sehen.

Von den genannten Autoren ist ein großes Material an Beobachtungen über diese Erscheinung gesammelt worden, das an anderer Stelle wiedergegeben und diskutiert ist[1]). Wir wollen

1) Unveröffentlichte Untersuchung von J. Gicklhorn, l. c.

1) Gicklhorn, Fürth und Blüh, Zeitschr. f. phys. Chem. 123, 344, 1926.

hier nun die Frage nach dem Mechanismus der Erscheinung zu beantworten suchen, und zwar auf Grund der Betrachtung von gleichzeitig stattfindender Ionenwanderung und Diffusion.

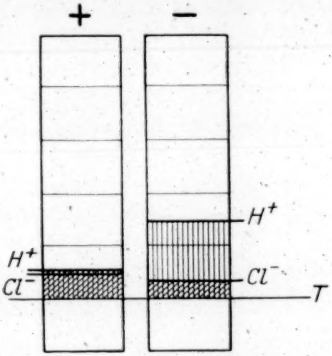


Fig. 2.

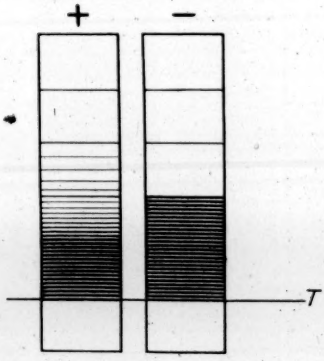


Fig. 3.

3.

Wir nennen die Anzahl der Anionen pro ccm c_a, die der Kationen c_k, die (der Wertigkeit proportionale) Ladung der ersteren $n_a e$, die der letzteren $n_k e$. Auf die Ionen soll das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ wirken. Dann werden sich unter der Wirkung dieses Feldes allein die Ionen mit gewissen Geschwindigkeiten bewegen, und dadurch Ionenströme hervorgerufen werden, die pro cm² betragen

für die Anionen $\quad -B_a n_a e c_a \mathfrak{E}$,
für die Kationen $\quad +B_k n_k e c_k \mathfrak{E}$,

wo B_a und B_k den „Ionenbeweglichkeiten" proportional sind. Zu dieser Strömung tritt noch die Strömung infolge Diffusion hinzu, die dem Konzentrationsgefälle proportional ist, und beträgt:

für die Anionen $\quad -B_a \lambda \operatorname{grad} c_a$,
für die Kationen $\quad -B_k \lambda \operatorname{grad} c_k$,

worin λ eine universelle, positive Konstante darstellt.

Die Zusammenwirkung von elektrischem Feld und Diffusion ergibt die resp. Ionenströme

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{S}_a &= -B_a n_a e c_a \mathfrak{E} - B_a \lambda \operatorname{grad} c_a, \\ \mathfrak{S}_k &= B_k n_k e c_k \mathfrak{E} - B_k \lambda \operatorname{grad} c_k. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Wir fragen nun, ob diese Strömung derart beschaffen sein kann, daß sich das Verhältnis der Konzentrationen der beiden Ionenarten hierdurch nicht verändert. Dies wird offenbar dann der Fall sein, wenn die beiden Strömungen im gleichen Verhältnis stehen, wie die Konzentrationen. Wir nehmen an, daß die Lösung anfangs elektrisch neutral war, es muß dann gelten $n_a c_a = n_k c_k$. Nennen wir die Konzentration der Lösung in Molekülen (oder Grammmolekülen) c, dann ist $c = c_a + c_k$ und es muß gelten

$$c_a = c \frac{n_k}{n_a + n_k}, \quad c_k = c \frac{n_a}{n_a + n_k}. \quad (2)$$

Soll dieser Zustand der Neutralität aufrecht erhalten werden, so muß nach dem Obigen die Gleichung

$$\mathfrak{S}_a n_a = \mathfrak{S}_k n_k$$

erfüllt sein, oder mit Benützung von (1)

$$\lambda \operatorname{grad} c \,(B_k - B_a) = c \mathfrak{E} e \,(B_a n_a + B_k n_k). \quad (3)$$

Wir wollen nun die erhaltene Beziehung diskutieren. Betrachten wir zunächst die Verhältnisse in der Tauchzone der Kathode, so sehen wir, daß dort jedenfalls in der Richtung gegen die Klemme gesehen $|\operatorname{grad} c| < 0$ und $|\mathfrak{E}| > 0$. Da nun alle übrigen in (3) vorkommenden Größen positiv sind, kann die Gleichung nur dann erfüllt sein, wenn $B_k - B_a < 0$ ist oder $B_a > B_k$.

Ist also die Beweglichkeit des Anions größer als die des Kations, dann kann eine gemeinsame Wanderung der beiden Ionen nach der Kathode hin stattfinden. Umgekehrt wird eine solche Wanderung gegen die Anode möglich sein, wenn $B_k > B_a$.

Daß nun diese Wanderung nicht nur gemeinsam stattfinden kann, sondern auch muß, folgt aus der sehr bekannten Überlegung, daß schon sehr geringe Überschüsse der einen Ionenart über die andere außerordentlich große Neutralitätsstörungen im Gefolge haben, die so

starke Gegenfelder erzeugen müßten, daß es zu einer Trennung der Ionen nicht kommen kann.

Die Konzentrationsverteilung in der Halbleiterelektrode ergibt sich ebenfalls aus (3), da aus ihr, zu entnehmen ist, daß $1/c \cdot \operatorname{grad} c$ proportional der Feldstärke ist. Unterhalb der Tauchzone in der Lösung ist, wie weiter unten noch gezeigt wird, $\mathfrak{E}$ sehr klein, daher auch $1/c \cdot \operatorname{grad} c$ sehr klein und die Konzentration der Lösung annähernd konstant, oberhalb der Tauchzone ist $\mathfrak{E}$ sehr viel größer, daher auch $1/c \cdot \operatorname{grad} c$ viel größer. Eine Überschlagsrechnung mit Einsetzung der in der Praxis auftretenden Verhältnisse in die Formel (3) liefert für den in die Elektrode eindringenden Teil der Lösung für $1/c \cdot \operatorname{grad} c$ die Größenordnung 10^3, was bedeutet, daß die Zone des eingedrungenen Elektrolyten nach oben hin mit einer beinahe scharfen Grenze abschließen muß. Diese Grenze rückt nun in der Elektrode mit konstanter Geschwindigkeit vor, während unterhalb derselben eine annähernd konstante Konzentration herrscht, da dort, wie noch gezeigt werden wird, das Feld sehr klein ist.

Ein Maß für die Geschwindigkeit des gemeinsamen Vordringens der Ionen erhält man, wenn man den gesamten Ionenstrom bildet. Man erhält dafür aus (1) mit Benützung von (3)

$$\mathfrak{E} = -\frac{B_a B_k}{B_a n_a + B_k n_k}(n_a + n_k)\,\lambda \operatorname{grad} c \qquad (4)$$

oder wenn wir schreiben $\dfrac{B_a}{B_k} = \beta$, $\dfrac{n_a}{n_k} = \nu$,

$$\gamma = -\frac{\beta\nu + \beta}{\beta\nu + 1} B_a \cdot \lambda \operatorname{grad} c. \qquad (5)$$

Die Menge des in einer gewissen Zeit von der betreffenden Elektrode aufgenommenen Elektrolyten ist also für einen gegebenen Elektrolyten zunächst $\operatorname{grad} c$ oder nach (3) $c\mathfrak{E}$ proportional, also, wie ja von vornherein zu erwarten proportional der Konzentration der Lösung und der an die Klemmen angelegten Potentialdifferenz. Da ferner der Bruch im Ausdruck (5) für große ν gegen 1, für kleine ν gegen β geht, folgt, daß für $\beta > 1$, $\mathfrak{E}$ um so größer sein wird, je kleiner ν ist und umgekehrt für $\beta < 1$ um so größer je größer ν ist. Ist also das Anion das raschere, so wird die aufgenommene Menge größer sein, wenn die Wertigkeit des Kations größer ist, als die des Anions und umgekehrt.

Nach unseren Ausführungen kann die Gleichung (3) nur an einer der beiden Elektroden erfüllt sein, und zwar für $B_a < B_k$ an der Kathode. An der Anode kann also zunächst eine gemeinsame Wanderung der beiden Ionen nicht eintreten, sondern es muß zu einer teilweisen Trennung derselben kommen, indem in unserem Falle das Anion in der Elektrode vorläuft, das Kation zurückgetrieben wird. Nun wird aber, wie wir bereits erwähnten, schon eine sehr kleine Menge der voranlaufenden Anionen eine so große Raumladung auf der Elektrode erzeugen, daß die von der Anodenklemme ausgehenden Kraftlinien alle in ihr endigen werden. Infolgedessen stellt sich ein elektrischer Zustand ein, bei dem in der Tauchzone eine verschwindend kleine Feldstärke herrscht, die gegen die Klemme zu immer größer wird. Die Lösung in der Tauchzone unterliegt jetzt nur mehr der Wirkung der Diffusion und wird durch dieselbe langsam in die Elektrode hineingetrieben. Dabei wird nach bekannten Gesetzen die anfänglich scharfe Grenze immer mehr diffus und daher die Vorrückungsgeschwindigkeit immer kleiner (umgekehrt proportional der Wurzel aus der Zeit). Die von den vorausgelaufenen Anionen erzeugte Raumladung wird sich durch die Wirkung des Feldes in der Elektrode rasch nach oben bewegen und verbreitern, so daß also die Konzentration der Anionen nach oben zu ganz allmählich abnimmt und sie, wenn auch in sehr kleiner Konzentration, sehr rasch die ganze Elektrode erfüllen werden, während der Elektrolyt als Ganzes nur sehr langsam in die Anode eindringen kann.

Vergleichen wir die in (3) abgeleiteten theoretischen Voraussagen mit den in (2) beschriebenen experimentellen Tatsachen, so finden wir in der Tat, wie wir es vorausgesagt haben stets an der einen Elektrode eine rasche gemeinsame Wanderung beider Ionen, die mit einer scharfen Grenze abschließt, an der anderen Elektrode die teilweise Trennung der beiden Ionen, große Konzentrationen beider Ionen nur am untersten Ende der Elektrode und nach oben hin allmähliche Abnahme derselben. An den drei dort mitgeteilten Versuchen kann man auch sofort die Richtigkeit der Beweglichkeitsregel über die Polarität der selektiven Adsorption bestätigen. Beim $CuCl_2$ nämlich ist in den üblichen Einheiten gemessen die Beweglichkeit des *Cu*-Ions: 46, die des *Cl*-Ions: 65,5, also, wie beobachtet, Adsorption an der Kathode, ebenso wie beim $NaCl$, da die Beweglichkeit des *Na*-Ions gleich 43,5 ist. Hingegen ist wegen der großen Beweglichkeit des *H*-Ions: 315 bei HCl Adsorption an der Anode zu beobachten.

Ebenso findet man die Regel bei allen anderen l. c. untersuchten Elektrolyten bestätigt und die Salze KCl, KJ, NaJ, $BaCl_2$, $CuSo_4$, $FeCl_2$, $FeSO_4$ u. a. an der Kathode, das Kaliumpermanganat, die Pikrinsäure u. a. jedoch an der Anode absorbiert. Die Versuche ließen sich unschwer beliebig vermehren.

Auch die Regel über die Stärke der Adsorption in Abhängigkeit von der Wertigkeit der Ionen kann durch die Versuche als bestätigt gelten, indem z. B. die Chloride mit zwei- oder mehrwertigen Kationen bedeutend stärkere Adsorption an der Kathode zeigen (z. B. $BaCl_2$ oder $CuCl_2$) als die mit einwertigen Kationen (z. B. KCl oder $NaCl$). Umgekehrt wird die Selektivität weniger ausgeprägt, wenn die Wertigkeit des Anions vergrößert wird, also z. B. schwächer beim $CuSO_4$ als beim $CuCl_2$ usw. Quantitative Messungen zwecks genauerer Feststellungen sollen in nächster Zeit angestellt werden.

5.

Bisher haben wir von der Tatsache, daß die Elektroden an und für sich eine Leitfähigkeit (jedenfalls durch Ionen) besitzen, keinen Gebrauch gemacht, da die verhältnismäßig sehr hohen Widerstände der Elektroden darauf schließen lassen, daß die Konzentration der in ihnen enthaltenen Ionen gegenüber den in Betracht kommenden Konzentrationen verschwindend klein ist. Dennoch machen sich diese Ionen bemerkbar, und zwar dadurch, daß durch die Apparatur auch dann, wenn die Spannung eben erst angelegt ist, wie schon erwähnt, ein merklicher Strom hindurchgeht. In dem Maße, in dem die Ionen des untersuchten Elektrolyten in die Elektroden eindringen, steigt die Stromstärke während des Versuches an. Da diese Vorrückung aber verhältnismäßig langsam erfolgt, können wir jedenfalls den Stromverlauf als quasistationär ansetzen, d. h. es muß $\operatorname{div} \mathfrak{u} = 0$ sein, wenn $\mathfrak{u}$ die Stromdichte bezeichnet.

$\mathfrak{u}$ hängt mit $\mathfrak{E}$ durch das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz zusammen

$$\mathfrak{u} = \sigma c \mathfrak{E}, \qquad (6)$$

worin σ die spezifische Leitfähigkeit der in Frage kommenden Salze bedeutet. Die Gleichung (6) gestattet, aus der Verteilung von c das $\mathfrak{E}$ zu bestimmen. Wir können speziell daraus ablesen, daß unterhalb der Tauchzone und überall im Gefäß, wo $\mathfrak{u}$ klein ist, auch $\mathfrak{E}$ klein sein wird, dagegen in der Elektrode selbst größere Werte annehmen wird. Wir sehen ferner, daß $\mathfrak{E}$ am größten in den Partien der Elektroden sein wird, wohin der Elektrolyt überhaupt noch nicht gekommen ist, dagegen dort kleiner sein wird, wo die Konzentration größer ist.

Die Verteilung des Potentials auf den Elektroden ist von Herrn Blüh mit Hilfe von Platinsonden mit einem elektrostatischen Meßinstrument (Wulfsches Zweifadenelektrometer) für verschiedene Zeiten vom Beginn des Versuches an gerechnet sorgfältig untersucht worden. Seine Resultate sollen an anderer Stelle demnächst veröffentlicht werden. Aus seinen Messungen an $NaCl$ habe ich die Beträge der Feldstärken als Funktion des Ortes und der Zeit berechnet.

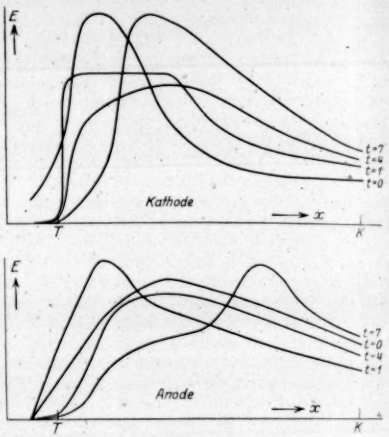


Fig. 4.

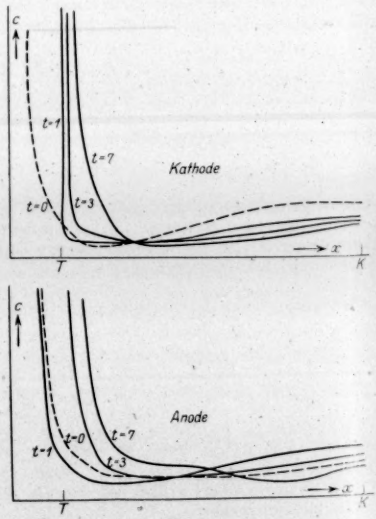


Fig. 5.

Sie werden durch die Kurven der Fig. 4 wiedergegeben. Wir können nun, umgekehrt wie oben, aus diesen Kurven gemäß Gleichung (6) die Konzentrationsverteilung in den Elektro für den

verschiedene Zeiten entnehmen, und gelangen so zu dem Kurvenbild der Fig. 5.

Man sieht aus ihnen wiederum sehr schön die wesentlichsten Ergebnisse von (3) bestätigt, nämlich an der Kathode das Vordringen des Elektrolyten mit scharfer Grenze (steiler Verlauf der c-Kurve, der mit wachsendem t nach größeren x vordringt), an der Anode den diffusen Verlauf von c, der mit wachsendem t immer breiter und flacher wird.

Gleichzeitige Messungen von Strom und Spannung zwischen Tauchstelle T und Klemme K der Elektroden wurden ebenfalls von Herrn Blüh angestellt und lieferten das Resultat, daß der Widerstand der Halbleiterelektroden mit wachsender Zeit kleiner wird, jedoch nur um wenig an der Kathode, dagegen sehr stark an der Anode, was die Tatsache widerspiegelt, daß an der Kathode das Gebiet oberhalb der Elektrolytgrenze unverändert bleibt, während an der Anode das voranlaufende Chlorion sehr bald die ganze Elektrode, wenn auch mit sehr kleiner Konzentration, erfüllt und ihre Leitfähigkeit wesentlich erhöht.

Die Methode, aus elektrostatischen Messungen auf die Konzentrationsverteilung im Elektrolyten zu schließen, ist besonders empfindlich und für solche Substanzen geeignet, die auf der Elektrode direkt nicht zu sehen sind und sich auch chemisch schwer nachweisen lassen.

6.

Bedenken wir die enge Analogie, die zwischen den oben erwähnten Farbstoffversuchen einerseits und der Adsorption der Farbstoffe an feste Körper anderseits besteht, so sind wir wohl berechtigt, die gleiche Analogie zwischen den Elektrolytversuchen und der Adsorption von Elektrolyten an feste Körper zu ziehen, und den Mechanismus der letzteren Erscheinung ähnlich zu deuten, wie wir es hier getan haben. In der Tat haben zahlreiche Untersuchungen über diesen Gegenstand ergeben, daß negative Adsorbentien nicht nur positive, sondern auch negative Ionen adsorbieren und umgekehrt. Man weiß ferner, daß die chemische Natur des Kations auf die Adsorption des Anions einen Einfluß hat, sowie die des Anions auf die Adsorption des Kations. Wir können also wohl erwarten, daß die oben angegebenen Beweglichkeits- und Wertigkeitsregeln auch für die normale Adsorption von Elektrolyten an feste Körper im großen Ganzen Geltung haben werden; zur genauen Vergleichung scheint freilich das bestehende Beobachtungsmaterial noch zu klein zu sein. Systematische Versuche in dieser Richtung wären sehr erwünscht. Eine durchgehende Übereinstimmung werden wir freilich dann nicht erwarten dürfen, wenn der adsorbierende Körper von vornherein bereits Ionen enthält, da es dann, wie bekannt, zu einem Ionenaustausch zwischen Adsorbens und adsorbiertem Elektrolyten kommen kann, wodurch die Verhältnisse sich wesentlich verändern können. Nur wenn ein solcher Austausch nicht erfolgen kann, dürfen wir eine Bestätigung unserer Regeln erwarten.

Zum Schlusse möge noch erwähnt werden, daß es den genannten Autoren auch gelungen ist, selektive Adsorption von undissoziierten organischen Substanzen im elektrischen Feld hervorzubringen, ferner von Gasen, sowohl im gelösten Zustande, als auch im freien Gaszustand. Die Versuche sind l. c. genau beschrieben. Da es sich bei ihnen um wesentlich andere Vorgänge handeln dürfte, als bei den hier behandelten Versuchen, soll auf sie in diesem Zusammenhange nicht weiter eingegangen werden. Die Versuche werden fortgesetzt.

Erich Marx (Leipzig), **Flammenleitung.**

In der Flammenleitung haben wir den einzigen Fall der Elektrizitätsleitung in Gasen, bei welchem eine Berechnung des Ionisationsgrades dank des Zusammenwirkens von Kinetik und Thermodynamik möglich ist. Bei gleichzeitiger Anwendung der für die übrige Gasentladung entwickelten Kinetik kommt man infolgedessen, in Hinsicht der Tiefe des theoretischen Einblicks wesentlich weiter als in der Theorie der Entladung bei normaler Temperatur. Zwar ist das Beobachtungsmaterial nicht von der Sicherheit, wie bei niederer Temperatur, aber jetzt doch so weit gesichtet, daß im großen Ganzen die Schlüsse, welche auf dem Beobachtungsmaterial basieren, gesichert erscheinen.

Ich will versuchen, in der kurzen Zeit von 10 Minuten, die mir zur Verfügung steht, den Ideengang, der zu weitgehender Beherrschung der Flammenleitung geführt hat, zu entwickeln an Hand der vorher angeschriebenen Formeln oder Schemata.

Experimentell ist vorauszusenden: Die Elektrizitätsträger in der Flamme wechseln sowohl ihren Ladungszustand — in dem sie sich häufig rekombinieren — als auch ihren Belastungszustand — indem sie ihre einfache Grundform, die des freien Elektrons oder freien Ions durch Anhängungen — verändern.

Zerstäubt man eine bestimmte Lösung derart, daß n Alkaliatome/cm³ vorhanden sind, und ist q der Bruchteil der Alkaliatome, die Elek-

tronen abgeben, so wäre q der Dissoziationsgrad und qn die dissoziierte Menge, wenn das einzelne Alkaliaton: während seines Aufenthaltes in der Flamme seinen Ladungszustand nicht wechseln würde. Tatsächlich aber findet ein Ladungswechsel mehr oder weniger häufig statt, so daß ein spaltbares Atom nur während eines Bruchteiles β, der Zeit seines Aufenthaltes im Felde geladen ist. Dann ist also

$$\beta q n$$

die Zahl der im Kubikzentimeter vorhandenen Elektrizitätsträger eines Vorzeichens und βq ist der wirkliche Dissoziationsgrad.

Der Dissoziationsgrad ist nun, auf dem von Saha angegebenen, von H. A. Wilson und Noyes für die Flammenleitung zuerst versuchten Wege über die bekannten Ionisierungsarbeiten an den Alkaliatomen nur berechenbar, falls man außer der Ionisationsarbeit auch die chemischen Konstanten und spezifischen Wärmen der Alkalisalze und Alkaliatome kennt. Nur wenn dies der Fall ist, beherrscht man die beiden Reaktionen mit der Nernstschen Reaktionsisotherme in den Gleichgewichten

$$NaCl \rightleftarrows Na + Cl \qquad (1)$$

(Dissoziationsgrad y der Atome),

$$Na \leftrightarrows Na^{+} + \odot \qquad (2)$$

(Dissoziationsgrad x in Elektronen).

Die in die beiden Gleichungen eingehenden physikalischen Konstanten sind aber nicht alle bekannt. Die spezifische Wärme der Alalisalze $[c_p]_{Salz}$ ist unbekannt[1]).

Es sind also x, y, $[c_p]_{ACl}$, 3 Unbekannte in den beiden Gleichgewichtsgleichungen. Den beiden Gleichungen fügte ich aber eine weitere Bedingungsgleichung hinzu, nämlich

$$\beta q = x y \sim \sqrt{A}, \qquad (3)$$

wenn A das Atomgewicht des Alkalimetalles ist.

Wie diese Atomgewichtsbeziehung gewonnen ist, wird gleich erörtert werden.

Nimmt man sie an, so hat man 3 Gleichungen für die 3 Unbekannten, von denen eine lediglich Proportionalitätsbeziehung ist. Ein Wert der spezifischen Wärme eines Alkalisalzes von plausibler Größe muß deshalb angenommen werden. Dann wird der Gang der spezifischen Wärmen der anderen richtig erhalten.

Mit wesentlich größerer absoluter Genauigkeit wird dann aber die Dissoziationskonstante erhalten. Denn die Zahlenwerte, die hier als $(c_p)_{Salz}$ eingesetzt sind und zu der postulierten Atomgewichtsbeziehung (3) und zum Dissoziationsgrad führen, kann man als „konventionelle Konstanten" der spezifischen Wärme im Sinne des Ausgleichs für solche Glieder, welche bei Aufstellung der Nernstschen Gleichung nicht berücksichtigt wurden, bezeichnen.

Man kann also mit Hilfe der Zusatzgleichung (3) den Dissoziationsgrad xy des Alkalisalzes in Metallionen und Elektronen thermodynamisch aus der Reaktionsisotherme erhalten.

Es wird nun bei der Geschwindigkeitsmessung der Träger in der Flamme nicht die Beweglichkeit, d. h. die Bewegung unter 1 Volt/cm bei dauernder Ladung gemessen, sondern die Bewegung unter 1 Volt/cm bei Ladungswechsel. Diese Größe

$$\beta K = \text{„Verschiebung"}$$

ist experimentell festzustellen. Experimentell ist erwiesen, daß

$$\beta K_2 \sim 1/\sqrt{A}$$

ist, wenn K_2 die mittlere Beweglichkeit des negativen Trägers ist, wobei unter „mittlerer Beweglichkeit" diejenige Geschwindigkeit unter 1 Volt/cm verstanden ist, welche der Träger hätte, wenn er dauernd geladen wäre, aber wechselnde Masse besäße, und im Verhältnis der Zeiten als Elektron oder Ion wandern würde, in denen er diese Zustände annimmt. Der Bruchteil β, während der der Träger geladen ist, setzt sich ja zusammen aus der Zeit β_0, in welcher der Träger frei ist und β_M, in welcher er angelagert ist, so daß der Ansatz besteht

$$\left.\begin{aligned} \beta &= \beta_0 + \beta_M \\ \beta K_2 &= \beta_0 K_0 + \beta_M K_M, \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

und

wo K_0 die Beweglichkeit als Elektron, K_M die bei Belastung mit einem Flammenmolekül ist.

Nun läßt sich kinetisch die Beweglichkeit K_0, K_M berechnen, βK_2 ist gemessen, so daß bei Kenntnis von β die beiden Gleichungen nur 2 Unbekannte enthalten, und β_0 und β_M sich getrennt bestimmen lassen.

β aber läßt sich folgendermaßen bestimmen: Die Leitfähigkeit ist

$$\lambda = \beta K_2 e q n.$$

Diese Gleichung liefert q. Denn in dieser Gleichung ist λ und βK_2 durch Messung bekannt, n ist gegeben durch die Zerstäubung, so daß q die einzige Unbekannte ist. Wir sahen aber, daß $xy = \beta q$ aus Gleichung (1), (2), (3) bekannt ist. Man erhält also β, und folglich auch β_0 und β_M.

β, β_0, β_M, q sind demnach aus der beobachteten Verschiebung und Leitfähigkeit zu ermitteln.

Charakteristisch für die Flammenleitung ist nun die angenäherte Gültigkeit verschiedener

1) Vgl. E. Marx, Ann. d. Phys. (IV) **76**, 767, 1925.

Beziehungen der Leitfähigkeit und der Verschiebung zum Atomgewicht.

Um diese empirisch erhaltenen Atomgewichtsbeziehungen zu verstehen, ist nur notwendig, die Spaltung des Alkalisalzes in Elektrizitätsträger als Reaktion erster Ordnung anzusetzen. Es sei also die in der Sekunde dissoziierende Atomzahl proportional der Menge der zeitweilig undissoziierten, aber dissoziationsfähigen Metallatome. Also wenn a der Proportionalitätsfaktor, nq die Zahl der abspaltbaren Elektronen ist, so sei $anq[1-\beta]$ die in der Sekunde freiwerdende Trägerzahl eines Vorzeichens. Im Gleichgewicht entstehen ebensoviel Träger als durch Rekombination verschwinden. Ist α die Rekombinationskonstante, so wird

$$anq(1-\beta) = \alpha\beta^2 n^2 q^2. \qquad (5)$$

Dies gibt, falls β klein gegen 1 ist

$$\beta \sim \sqrt{\frac{a}{\alpha nq}}. \qquad (6)$$

Da nun $q \sim A$ ist, a/α nahe unabhängig vom Atomgewicht anzunehmen ist, so folgen für die Flammenleitung, die wesentlich durch die negativen Träger bedingt ist, aus (6) die Beziehungen

1. $\beta K_2 \sim \frac{1}{\sqrt{A}}$ (Marx, Moreau),
2. $\lambda = \beta K_2 qne \sim \sqrt{A}$ (Zachmann),
3. $\lambda \sim \sqrt{n}$ (Arrhenius),

also

4. $q\beta = xy \sim \sqrt{A}$.

Da β, n, q aus Obigem bekannt ist, erhält man also auch a/α. a/α zeigt sich denn auch unabhängig vom zerstäubten Salze.

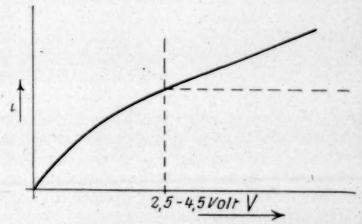
Für den Fall, daß β nicht klein gegen 1 ist, muß auf die Lösung der quadratischen Gleichung (5) für β zurückgegangen werden. Für die reine Flamme wird nq nahe gleich a/α; dann wird $\beta = 0{,}64$ (nicht 1 wie von mir l. c. aus (6) geschlossen worden war).

Für die positiven Träger hat β den gleichen Wert, wie für die negativen; es nimmt aber dort die Anlagerung proportional der Zeit des geladenen Zustandes zu: also in $\beta K = K_1$ ändert sich K, indem die Beweglichkeit K proportional mit β abnimmt. βK_1 ist für alle Alkalimetalle das gleiche.

Hiermit sind die Atomgewichtsbeziehungen zur Wanderung und Leitfähigkeit in der Flammenleitung auf sehr einfache Weise in der Arbeit 1925, Bd. 76 in den Annalen erklärt worden. Die Konstanten $\beta, \beta_0, \beta_M, q, a/\alpha, x, y$ wurden für alle Alkalisalze für eine bestimmte Zerstäubung aus den allgemeinen Formeln berechnet.

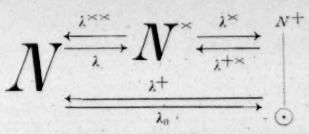
Nicht aber erhalten wurde die Größe von a und α selbst auf diesem Wege. Die Kenntnis beider ist jedoch entscheidend für das Verstehen der Charakteristik der Flammenleitung. Denn sowohl die Reaktionsgeschwindigkeit a wie die Rekombinationskonstante α müssen bekannt sein, wenn man den zeitlichen Ablauf der Ionenbildung, welcher den Gang der Charakteristik bestimmt, übersehen will.

Kennzeichnend für diese Charakteristik der Flammengase ist der, schon zwischen 2,5 — 4,5 Volt einsetzende Sättigungsansatz und der an Stelle der (gestrichelten) wahren Sättigung auftretende lineare Anstieg des Stromes bei Steigerung der Klemmenspannung.



Hier führt ein Umweg über die Einführung optischer Messungen zur Ermittelung aller maßgeblichen Konstanten: Hat man Alkaliatome in verschiedenen Quantenzuständen im Temperaturgleichgewicht der Bunsenflamme, etwa zwischen dem Grundzustand des Na, dem $2p$-Zustand $Na^\times$, und dem Ionenzustand Na^+, $\odot$, so bestehen zwischen den Konzentrationen der einzelnen Quantenzustände und den Reaktionskonstanten ganz bestimmte Beziehungen.

Bezeichnen wir in dem Schema mit λ_i



die Proportionalitätskonstanten der Umsätze, so sind die Dissoziationskonstanten $\varkappa$, Funktionen der λ_i. Man erhält dann als Auflösung der Gleichungen für den $2p$- bzw. den Ionisations-Zustand

$$\varkappa^\times = F(\lambda_i) \qquad (7)$$

$$\varkappa^+ = f(\lambda_i) \qquad (8)$$

den Zusammenhang zwischen den aus der Reaktionsisotherme bekannten $\varkappa$ und den 6 auftretenden Reaktionskonstanten. Es sind aber für die 6 Unbekannten λ_i zunächst nur diese 2 Gleichungen vorhanden.

Ist aber eine der Reaktionskonstanten λ_i bekannt, so hat man alle; denn dann ergibt die kinetische Deutung des thermodynamischen Temperaturgleichgewichtes, ganz im Gedankengang der Sahaschen Theorie, daß sich die Reaktionskonstanten verhalten, wie die Stoßzahlen mit hinreichender Relativenergie zur Erreichung der Quantenzustände, also

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{n(g^{\times} g^{+})}{n(g^{+} g^{\infty})}$$

und

$$\frac{\lambda^{\times}}{\lambda_0} = \frac{n(\sqrt{g^{+2} - g^{\times 2}}, g^{\infty})}{n(g^{+}, g^{\infty})},$$

wo $n(g^{\times} g^{+})$ die Stoßzahl bedeutet für alle Stöße mit hinreichender Energie, um den $2p$-, aber nicht den Ionisationszustand zu erreichen; $n(g^{+} g^{\infty})$ die aller Stöße, um den Ionenzustand zu erreichen usw.

Nun aber ist $\lambda^{\times\times}$ bekannt; zuerst durch R. Ladenburg und seine Mitarbeiter aus Dispersionsmessungen als im Einklang mit dem Wert der Strahlungsdämpfung des Lorentzelektrons gefunden, dann experimentell durch Ellet u. Wood und durch Kerschbaum direkt gemessen. Da λ^{+} und $\lambda^{+\times}$ die Rekombination bestimmen und sich zusammenfassen lassen, hat man für die 5 wesentlichen Konstanten 5 Gleichungen, also alle auftretenden λ_i.

Da aber für jede Reaktion

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

ist, so ergibt sich, wie bekannt, durch Auflösung nach t die mittlere Lebensdauer der Quantenzustände im Gleichgewicht. Treten Anhängungen auf, so vermehrt sich die Zahl der Reaktionskonstanten auf 13. Aber alle 13 Konstanten sind auf analogem Wege durch kinetischen Ansatz der thermodynamischen Theorie erhältlich, da die Arbeit, welche zur Befreiung eines angehängten Elektrons erforderlich ist, aus Messungen Åkessons entnommen werden kann.

Man erhält demnach aus der Reaktionskonstanten des $2p$-Zustandes und dem theoretischen Zusammenhang mit den thermodynamisch gewonnenen Dissoziationskonstanten sämtliche Verweilzeiten, bzw. Reaktions- und Rekombinationskonstanten der Alkaliflamme. Also, in der Ladungszahl

$$\beta = \frac{A_W}{A_W + A_N}$$

erhält man nun A_W und A_N, die Dauer des wanderungsfähigen und neutralen Zustandes, einzeln, und in dem Ausdruck a/α erhält man a und α einzeln.

Dann aber muß sich auch direkt ergeben, warum zwischen 2 und 4,5 Volt Flammenspannung der erste Sättigungsansatz eintritt und warum in der Flamme der horizontale Ast der Sättigungscharakteristik durch einen linearen Anstieg ersetzt wird (vgl. die Figur).

Der Sättigungsansatz des Stromspannungsdiagramms bezeichnet diejenige Spannung, bei welcher die Zeit zwischen 2 Rekombinationen groß ist, sagen wir 100 mal so groß als die Zeit der mittleren Bewegung des Trägers zwischen den Elektroden. Diese Zeit zwischen den Elektroden t, ist gegeben durch

$$t = \frac{1}{\beta K_2} \int_0^l \frac{dx}{X},$$

wenn X das längs l variable Feld, l den Elektrodenabstand bezeichnet.

Wenn diese Zeit der 99te Teil der Rekombinationszeit $1/\alpha$ ist, so ist

$$99t = \frac{1}{\alpha} = 0{,}88,$$

da 0,88, die Verweilzeit der Rekombination ist, die aus den Gleichungen des chemischen Gleichgewichts erhalten wurde.

Demnach ist

$$\int \frac{dx}{X} = \frac{0{,}88}{99} \beta K_2.$$

Der Wert des Integrals ist aber aus Messungen bei verschiedenen Klemmenspannungen leicht graphisch zu ermitteln und zwar fand Wilckens

$$\int \frac{dx}{X} = \frac{32{,}45}{n \text{ Volt}}.$$

Setzt man diesen Wert in unsere Bedingungsgleichung für Auftreten des Sättigungsansatzes ein, so folgt für die Klemmenspannung an der Knickstelle der Charakteristik

$$n = \frac{32{,}45 \cdot 99}{0{,}88\ 1000} = 3{,}67 \text{ Volt}.$$

Also ergibt sich in sehr guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen, daß bei 3,67 Volt Klemmenspannung, Sättigungsstrom einsetzt.

Wir kommen jetzt zum linearen Stromanstieg jenseits des Sättigungsansatzes.

Für freie Elektronen ist $K_0 = 4.7 \cdot 10^4$. Die Zeit, in welcher die Elektronenmenge durch Anlagerungen um $^1/_{100}$ abnimmt, wenn A' die Anhängungskonstante ist, sei ϑ_x, so daß

$$e^{-A_1' \vartheta_x} = \frac{99}{100}$$

oder aus der Kenntnis des $A_1' = 1{,}73 \cdot 10^6$

$$\vartheta_x = 5{,}86 \cdot 10^{-9}.$$

Demnach wird die Sättigung nahe da sein, wenn die Zeit der Bewegung des Elektrons zwischen den Elektroden $= \vartheta_x$ ist, also

$$\int \frac{dx}{X} = K_0 \vartheta_x = 4{,}7 \cdot 10^4 \cdot 5{,}86 \cdot 10^{-9} = 2{,}76 \cdot 10^{-4},$$

demnach

$$n = \frac{32{,}45}{2{,}76 \cdot 10^{-4}} \text{ Volt} = 1{,}17 \cdot 10^5 \text{ Volt}.$$

Um demnach die Elektronen in statu nascendi herauszuziehen, müßten 10^5 Volt angelegt werden. Eine wirkliche Sättigung existiert demnach nicht.

Da nun der Dissoziationsgrad hier nur unter der Voraussetzung erhalten ist, daß das Gleichgewicht durch den (hinreichend schwachen) Strom nicht gestört wird, so ist das Gleichgewicht bei sehr starken Feldern nicht mehr vorhanden. Deshalb erfolgt Bildungsgeschwindigkeit neuer Ionen proportional mit der Geschwindigkeit der Entfernung und Zufuhr: Es erfolgt linearer Anstieg des Stromes bei einer über den Sättigungsknick gesteigerten Klemmenspannung.

Der erste Sättigungsansatz folgt also quantitativ aus den Reaktionskonstanten der Alkaliflammen, der lineare Stromanstieg qualitativ. Dies ist eine erstmalige Erklärung der Gasentladung in Flammen.

Die Ausführung dieses Gedankenganges wird demnächst in den Annalen erscheinen.

Diskussion.

Herr Becker: Ich stelle fest, daß die neuen Betrachtungen zur Flammenleitung, die Sie hier entwickelt haben, im wesentlichen den kinetischen Überlegungen entsprechen, die ich ganz allgemein in meinem Vortrag bei dem Versuch der kinetischen Herleitung der schon durch die Thermodynamik bekannten Gesetzmäßigkeiten entwickelt habe. Es kommt dabei also darauf an, alle diejenigen Atomstöße zu berücksichtigen, welche bei einer bestimmten Mindestenergie der stoßenden Teile erfolgen. In welcher Weise Sie selbst diesen Gedanken im einzelnen durchgeführt haben, ist mir nicht ganz ersichtlich geworden.

Herr Marx: Was die Ergebnisse betrifft, die allein durch die Einführung der Stoßformel erhalten werden können, so möchte ich hierzu folgendes bemerken: Die Verwendung der Stoßformel zur Berechnung der Zahl der Stöße mit hinreichender Relativenergie, um eine Dissoziation zu erzeugen, genügt nicht, um den Dissoziationsgrad kinetisch zu erhalten, da man den Wirkungsgrad der Stöße nicht kennt. Dieser Wirkungsgrad ergibt sich aber zwangsmäßig bei Kenntnis der Reaktionskonstanten. Deshalb ist für das Verfahren, das ich vorgetragen habe, nicht der Gedanke wesentlich, die Stoßformel überhaupt zu verwenden, sondern sie gekoppelt mit dem chemischen Gleichgewicht lediglich in Proportionalitätsgleichungen ohne Annahme der Größe des Wirkungsgrades anzusetzen. Dieser Ansatz genügt, um aus der gemessenen Verweilzeit der D-Linien und der Gleichheit des Verhältnisses zweier Reaktionskonstanten mit dem der Stoßzahlen entsprechender Erzeugungsenergie, sämtliche in Betracht kommenden Reaktionskonstanten und Verweilzeiten zu erhalten. Nur der Gedanke, die Rechnung so zu führen, daß sie die Rekombinationszeiten selbst ergibt, führt dann auch zur Berechnung der kritischen Sättigungsspannung.

Herr Becker: Die von mir angezeigte Formel hat den besonderen Vorteil, daß sie ohne weiteres praktisch anwendbar ist, da sie die Temperatur enthält. In der Tat zeigt sie alle Erscheinungen an, die bezüglich der Abhängigkeit der Flammenleitung sowohl von der Temperatur als von der Substanz bekannt sind.

Herr Marx: Da Herr Becker diesen Weg über die Verweilzeit der Teilreaktionen doch nicht gegangen ist, die thermodynamische Berechnung des Dissoziationsgrades in Abhängigkeit vom Material und von der Temperatur unter wesentlicher Verwendung der aus dem kinetischen Ansatz der Reaktion sich ergebenden Proportionalitätsgleichung zwischen Dissoziationsgrad und Atomgewicht, aber zuerst von mir schon vor Jahresfrist veröffentlicht wurde, so kann ich weder in Hinsicht meiner früheren Annalen-Arbeit, noch bei der eben referierten eine Gleichzeitigkeit für das Erhalten eines neuen Resultates sehen.

Walter Schottky (Rostock), Atomare Schwankungsvorgänge an Glühkathodenoberflächen.

Die Emission von Glühelektronen aus einem erhitzten Metall oder Oxyd ist bekanntlich kein im strengen Sinne gleichmäßiger Vorgang. Von den Schwankungserscheinungen, die bei der Glühemission zu erwarten sind, habe ich im Jahre 1918 den sogenannten Schroteffekt näher zu analysieren[1]) versucht, der dadurch zustandekommt, daß die Emission der einzelnen Elektronen Zufallsgesetzen folgt und demnach spontanen Schwankungen unterworfen ist. Es ist möglich, die Wir-

1) Ann. d. Phys. 57, 541—567, 1918. Wegen aller weiteren Literaturangaben vgl. die ausführliche Publikation des Verf. Phys. Rev. **28**, 74—103, 1926.

kung des Effektes auf einen angeschlossenen Stromkreis zu berechnen und die Theorie, in die die Elementarladung des Elektrons eingeht, experimentell zu prüfen. Seit dem Leipziger Naturforschertag 1922, wo Herr C. A. Hartmann[1]) über den damaligen Stand dieser Versuche berichtet hat, sind in Amerika an zwei verschiedenen Stellen sorgfältige Untersuchungen des Schroteffektes durchgeführt worden. A. W. Hull und N. H. Williams haben bei Radiofrequenzen (etwa 10^6/sec) eine weitgehende Bestätigung der Theorie erbringen können; die Versuche, die neuerdings durch Herrn Williams noch fortgeführt worden sind, scheinen eine Bestimmung des elektrischen Elektronenquantums zu ermöglichen, die an Genauigkeit hinter keiner der sonst bekannten Methoden zurücksteht und die zudem den Vorteil hat, daß die Elementarladung hierbei als einzige atomistische Konstante in das Resultat eingeht. Die Grenze der Meßgenauigkeit des Elementarquantums soll bei diesem Verfahren nur noch von der Genauigkeit abhängen, mit der die verwendeten Frequenzen gemessen werden können.

Ein anderes Bild haben die bei hörbaren und sehr tiefen Frequenzen durchgeführten Untersuchungen J. B. Johnsons ergeben. Es stellte sich heraus, daß bei Wolframfäden, in noch höherem Maße aber bei Oxydfäden, ein Überschreiten des aus dem Schroteffekt berechnetem Schwankungswertes eintritt, und zwar werden

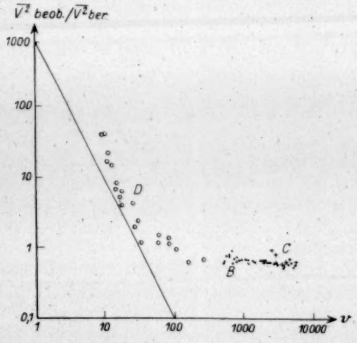


Fig. 1.

die Abweichungen desto größer, je stärker die Emissionsströme und je tiefer die Frequenzen sind. In Fig. 1 sind die Ergebnisse Johnsons für Wolframfäden in doppelt logarithmischem Maßstabe in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt; man sieht, daß die beobachteten Spannungsschwankungen bei 10 Perioden schon etwa 40 mal größer sind als nach der Schroteffekt-Theorie. Noch größere Abweichungen zeigt Fig. 2, die sich auf Oxydfäden bezieht. Die eingezeichneten Geraden geben die in einem gewissen mittleren Gebiet theoretisch zu erwar-

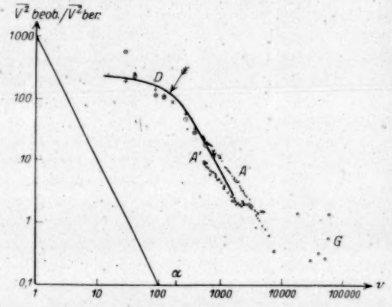


Fig. 2.

tende Steigung der Kurve wieder; die eingezeichnete gekrümmte Linie wird später erklärt werden. Die Buchstaben A, B, C usw. beziehen sich auf verschiedene Schwingungskreise, die Messungen bei hohen Frequenzen sind nur provisorische. Die Emissionsstromstärke ist bei diesen Versuchen 5 M.-A..

Johnson schließt aus seinen Beobachtungen, daß hier eine neuartige Ursache für das Auftreten soviel größerer Schwankungen angenommen werden muß, und er sieht diese Ursache in spontanen Veränderungen der Oberfläche, die das Emissionsvermögen für Elektronen in unregelmäßig fluktuierender Weise verändern. Diese Hypothese hat etwas außerordentlich Einleuchtendes, und ich möchte zeigen, daß es in der Tat durch plausible Annahmen über den Mechanismus dieses neuen Effektes möglich ist, die Beobachtungen Johnsons quantitativ zu deuten und einige neue Schlüsse über das Verhalten der Fremdatome an der Oberfläche von Wolfram- und Oxydkathoden daraus zu ziehen. Zum Unterschied vom Schroteffekt wollen wir diesen neuen Effekt, der in einer Art Funkeln der Oberfläche besteht, als Funkeleffekt, englisch Flicker Effekt, bezeichnen.

Man wird, wie beim Schroteffekt, nach dem unabhängigen Elementarvorgang der Erscheinung zu suchen haben. Die einfachste Annahme, die sich hier bietet, ist die, daß das Auftreten eines einzelnen Fremdatoms in der Oberfläche als unabhängiger Elementarvorgang anzusehen ist; sicher wird diese Annahme jedenfalls dann

1) Physik. Zeitschr. **23**, 436, 1922.

zutreffen, wenn die Oberfläche verhältnismäßig spärlich mit Fremdatomen besetzt ist. Die Veränderung des Emissionsstromes, die durch ein solches Fremdatom hervorgerufen wird, werden wir nach unserer Kenntnis der Wirkung von Fremdatomen auf die Austrittsarbeit dem Emissionsstrom selbst proportional setzen können; jedes Fremdatom bewirkt also einen positiven oder negativen Zusatzstrom

$$\gamma = f i_0, \tag{1}$$

wobei i_0 den Strom pro Flächeneinheit bedeutet, während f ein Faktor, der Funkelfaktor, ist, der in erster Näherung als konstant angenommen werden kann.

Dieser Zusatzstrom γ, der von jedem Fremdatom hervorgerufen wird, wird solange andauern, wie sich das Fremdatom in der Oberfläche befindet. Man hat also, um die Wirkung des Zusatzstromes auf die Schwankungen zu berechnen, das Gesetz der Verweilzeit der Fremdatome in der Oberfläche einzuführen, das statistisch offenbar dadurch gegeben sein wird, daß nach einer Zeit Δt von N anfangs vorhandenen individuellen Fremdatomen nur noch

$$N \cdot e^{-\alpha \Delta t} \tag{2}$$

in der Oberfläche vorhanden sind; α bedeutet dabei die reziproke Lebensdauer.

Auf Grund dieser beiden Ansätze gelingt es, das Spektrum des Funkeleffektes zu berechnen. Das mittlere Stromschwankungsquadrat c_F^2 des Funkeleffektes pro Einheit des Frequenzintervalls und pro Einheit der Drahtoberfläche ergibt sich zu:

$$c_F^2 = 4 N_0 f^2 \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2} i_0^2, \tag{3}$$

wobei N_0 die mittlere Zahl der Fremdatome pro Oberflächeneinheit bedeutet und ω die Kreisfrequenz, bei der c_F^2 untersucht wird.

Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem spektralen Verteilungsgesetz des Schroteffektes

$$c_S^2 = 4 e i_0$$

(e Elementarladung des Elektrons), so sieht man, daß in der Tat die beiden wesentlichen Züge, die den Funkeleffekt vom Schroteffekt unterscheiden, in den Gleichungen (3) und (4) wiedergegeben sind: einerseits das Anwachsen des Funkeleffektes bei kleinen Frequenzen ω, andererseits das Überwiegen des Funkeleffektes über den Schroteffekt bei starken Emissionsströmen i_0.

Was direkt beobachtet wird, ist nun allerdings nicht c_F^2 und c_S^2, sondern der Mittelwert eines Spannungsschwankungsquadrates V^2 an den Enden eines selektiven Schwingungskreises, der an die betreffende Röhre in Spannungsresonanzschaltung angeschlossen ist. Die wiedergegebenen Kurven Johnsons stellen $V^2_{\text{beob}}/V^2_{\text{ber}}$ dar; V_{ber} ist die aus dem Schroteffekt berechnete Spannungsschwankung. Dieses Verhältnis ist aber bei genügend selektiven Schwingungskreisen, wie sich leicht zeigen läßt, gleich dem Verhältnis der entsprechenden Stromschwankungsgrößen $c^2_{\text{beob}}/c^2_{\text{ber}}$ oder, wenn sich der Effekt aus dem Schroteffekt und Funkeleffekt zusammensetzt:

$$\frac{V^2_{\text{beob}}}{V^2_{\text{ber}}} = \frac{c_F^2}{c_S^2} + 1 \tag{5}$$

In dem Gebiet, wo $c_S^2 >> c_F^2$ ist, gibt also der von Johnson aufgetragene Wert direkt das Verhältnis der quadratischen spektralen Intensitäten der beiden Effekte wieder, während im Gebiet

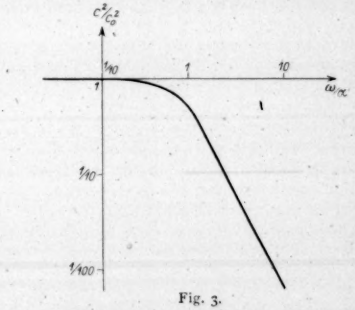


Fig. 3.

des verschwindenden Funkeleffektes das aufgetragene Spannungsverhältnis in den konstanten Wert 1 übergeht.

Auf Grund dieser einfachen Überlegung können wir jetzt das Verhältnis der für c_F^2 und c_S^2 berechneten Ausdrücke (3) und (4) quantitativ mit den Johnsonschen Beobachtungen vergleichen. Zunächst die Frequenzabhängigkeit, die durch Messung von $V^2_{\text{eob}}/V^2_{\text{ber}}$ bei verschiedener Abstimmung der angelegten Schwingungskreise gewonnen wird. In dem Gebiet, wo der Funkeleffekt überwiegt, ist der Frequenzgang dieses Verhältnisses nach unserer Theorie offenbar durch den Frequenzgang von c_F^2 gegeben, also, bis auf konstante Faktoren, von der Form:

$$\frac{1}{1 + \omega^2/\alpha^2}.$$

In doppelt logarithmischem Maßstabe ist diese Kurve in Fig. 3 dargestellt. Man sieht, daß die Neigung der Kurve im Gebiet $\omega >> \alpha$

ziemlich mit der Neigung der abgebildeten Johnsonschen Kurven im Gebiet des überwiegenden Funkeleffektes übereinstimmt, was durch die eingezeichneten schrägen Geraden verdeutlicht wurde. Von dem Umbiegen in die Horizontale bei kleinen Frequenzen ist bei den Wolframuntersuchungen noch nichts zu bemerken, dagegen kann man bei den Oxydkathoden wohl den Ansatz zu einem solchen Umbiegen in dem Gebiet des Punktes D entdecken. Ich habe versucht, die theoretische Kurve, deren Form gegeben ist, so einzuzeichnen, daß sie die Beobachtungen einigermaßen wiedergibt. Der Punkt $\omega = a$ würde dabei an der durch den Pfeil bezeichneten Stelle liegen und etwa dem Wert $\nu = 160$, also etwa $\omega = 1000$ entsprechen. Die mittlere Verweilzeit der Fremdatome in der Oxydoberfläche wäre also zu etwa $^1/_{1000}$ Sekunde anzunehmen, während sie bei den Wolframkathoden größer als $^1/_{20}$ Sekunde sein müßte. Natürlich haben diese Resultate nur provisorischen Charakter und müßten vor allem durch Ausdehnung der Messungen nach tieferen Frequenzen hin nachgeprüft werden.

Was die Abhängigkeit des Effektes vom Emissionsstrom betrifft, so möchte ich nur sagen, daß die Proportionalität des Funkeleffektes mit i_0^2, die in dem Ausdruck für c_F^2 zutage tritt, die erste quantitative Beziehung gewesen ist, die mir bei der genaueren Durchsicht der Johnsonschen Kurven für Oxydkathoden auffiel. Man kann hiernach den Funkeleffekt als den Schwankungseffekt der starken Emissionsströme charakterisieren. Theoretisch wäre es allerdings möglich, daß das i_0^2-Gesetz durchbrochen wird, wenn sich nämlich die Besetzungszahl N_0 in ähnlichem oder noch stärkerem Grade als i_0 mit der Fadentemperatur ändert, die ja die primär variierte Größe ist.

Von Interesse ist schließlich noch die Frage, ob eine wenigstens größenordnungsmäßige Bestimmung der Besetzungszahlen pro Oberflächeneinheit aus dem Funkeleffekt möglich ist. Dazu müßten über den Funkelfaktor f, der ja immer als Faktor f^2 neben N_0 auftritt, gesonderte Angaben vorliegen. Solche Angaben lassen sich auf Grund der Langmuirschen Dipoltheorie der Fremdatomwirkung gewinnen, wobei die Feststellung von Bedeutung ist, daß bis zu annähernd vollständiger Besetzung jedem neu hinzukommenden Fremdatom eine konstante Änderung der Austrittsarbeit zu entsprechen scheint. Auf Grund dieser Feststellung kann man f aus dem Unterschied Δb der Exponentialfaktoren b der Emission bei völlig reiner und vollbesetzter Oberfläche berechnen; man erhält:

$$f = \frac{\Delta b}{N_1 T}, \qquad (6)$$

wenn N_1 die Zahl der betreffenden Fremdatome pro Oberflächeneinheit bei voller Besetzung der Oberfläche ist. Für die bisher untersuchten Fremdatomwirkungen (Th, Cs und O_2 auf W) hat Δb den Wert $+ 10^4$ bis $2 \cdot 10^4$ (grad)$^{-1}$; da N_1 nur etwa bis auf einen Faktor 2 unsicher ist, ist hiermit eine größenordnungsmäßige Berechnung von f möglich. Man findet f von der Größenordnung $+ 2 \cdot 10^{14}$.

Mit diesem Wert für f erhält man aus den Messungen des Funkeleffektes eine Besetzungszahl N_0 gleich etwa $^1/_3 N_1$ für Oxydfäden bei den untersuchten Temperaturen, während für Wolframfäden N_0 kleiner als etwa $^1/_{1000} N_1$ berechnet wird. Berücksichtigt man noch die Aussagen über die Verweilzeiten, so kommt man zu dem Schluß, daß bei den Wolframfäden sehr wohl das Auftreffen der in der Röhre noch vorhandenen Restgasatome auf die Drahtoberfläche und ihr Wiederverdampfen nach einer gewissen Zeit als Ursache des beobachteten Funkeleffektes angesehen werden könnte; bei den Oxydfäden reicht jedoch diese Wirkung nicht entfernt zur Erklärung des beobachteten Effektes aus, und man wird zu der Ansicht geführt, daß es Teile des Oxyds selbst sein müssen, welche in der Oberfläche in einem ständigen raschen Platzwechsel begriffen sind

BESPRECHUNGEN.

H. Lamb, Hydrodynamics. 4°. XVI u. 687 S. m. zahlreichen Abbildungen. 5. Aufl. Cambridge, University Press. 1924. Geb. s. 45;

Lambs Hydrodynamik ist in Deutschland, vorwiegend durch die von Friedel ins Deutsche übertragene 3. Auflage (1907), in allen Interessentenkreisen so sehr bekannt und geschätzt, daß über die allgemeine Bedeutung des einzig dastehenden Werkes nichts weiter zu sagen ist. Wir können uns daher darauf beschränken, der Punkte Erwähnung zu tun, in denen die neue Auflage über die obengenannte hinaus weitergeführt ist. Die Gesamtanlage des Werkes ist völlig unverändert geblieben. Jedoch hat sich der Verfasser sichtlich bemüht, den Fortschritten der letzten Jahrzehnte insofern Rechnung zu tragen, als er die wichtigsten neueren theoretischen Arbeiten entweder in ausführlicherer Form in den Text hinein gearbeitet oder doch wenigstens ihren wesentlichen Inhalt kurz skizziert hat. Daß er nicht allen Wünschen hier ge-

recht werden konnte, darüber ist sich der Verfasser selbst klar gewesen und mag zum Teil mit darin begründet sein, daß manche nützliche neuere Leistung, die aus der Not des Mangels einer strengen Lösung die Tugend einer halbempirischen Behandlungsweise machte, bei dem strengen Mathematiker vielleicht nicht volle Sympathie erwecken konnte.

Eine ausführlichere Behandlung haben erfahren: Die Kármánschen Untersuchungen über die Stabilität von Wirbelreihen, die Theorie der Schmierung nach Reynolds-Sommerfeld, die Oseen-Lambschen Arbeiten über die stationäre Bewegung von Kugel und Zylinder mit teilweiser Berücksichtigung der Trägheitsglieder. Besonders erweitert ist das Kapitel „Turbulenz", in welchem den Ähnlichkeitsbetrachtungen breiterer Raum gewidmet und die Sommerfeld-Orrschen Untersuchungen aufgenommen wurden. Ein größerer Abschnitt über den Widerstand tritt völlig neu auf. Hier hätten wir gewünscht, sowohl der Prandtlschen Grenzschichten- als auch der Tragflügeltheorie einen größeren Raum zugesprochen zu sehen. Vielleicht ist es möglich, dem in einer in Aussicht stehenden deutschen Übersetzung Rechnung zu tragen.

Die Ausstattung des Werkes ist vorzüglich. Das Aufsuchen von Paragraphen ist durch Kapitel- und Paragraphenangabe auf jedem Seitenpaar sehr erleichtert, was für deutsche Bücher zur Nachahmung empfohlen sei. L. Schiller.

N. Schmitt, Aufgaben aus der technischen Mechanik für den Schul- und Selbstunterricht. II. Dynamik und Hydraulik. 8°. 96 S., 198 Aufgaben und Lösungen, mit zahlreichen Figuren im Text. 2. Auflage, besorgt von G. Wiegner. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1925. = Aus Natur und Geisteswelt, 559. Band. Geb. M. 1.80.

Die Aufgaben sind aus den verschiedensten technischen Anwendungsgebieten geschickt und angemessen gewählt. In der Hydraulik vermisse ich Aufgaben mit Berücksichtigung der Reibungswiderstände, die doch in der Praxis von fundamentaler Bedeutung sind. Die Lösungen bedürfen in bezug auf Korrektheit und Verständlichkeit noch einer gewissen redaktionellen Überarbeitung. Im Interesse der „Dimensionen" ist auch das spezifische Gewicht des Wassers, wenn es auch = 1 ist, in den Gleichungen zum Ausdruck zu bringen. Dann werden auch Paradoxa verschwinden, wie sie in Lösung 163 und 164 auftreten, wo links eine Arbeit und rechts m^4. (sic!) steht. L. Schiller.

F. Kottje, Erkenntnis und Wirklichkeit. Untersuchungen über die metaphysischen Grundlagen der organischen und anorganischen Natur. Heft 2 der Beihefte zu den Annalen der Philosophie und philosophischen Kritik. Gr.-8°. VIII u. 185 S. Leipzig, F. Meiner. 1926. M. 6.—.

Das Problem der Erkenntnis und deren Beziehung zur Wirklichkeit ist für Kottje ein metaphysisches und kann nach seiner Ansicht nur auf Grund eines „geläuterten Begriffes des Wirkenszusammenhangs" gelöst werden. Bei dem früheren Begriffe des Wirkenszusammenhangs hatte man „die grobmechanische Vorstellung von zwei durch den leeren Raum getrennten und isolierten Körpern vor Augen, bei denen ein Wirkenszusammenhang allein durch äußerliche Berührung zustandekommen kann. Der Zusammenstoß der Körper ist gleichsam nur eine äußere Störung, gegen die sie ihr Wesen siegreich durch Ausgleich ihrer Bewegungsenergien behaupten" (S. 65). In der modernen Physik jedoch „löst sich alles physikalisch Wirkliche in Energiefelder und Energiezentren auf. Bezeichnenderweise hat damit auch der leere Raum in der Physik immer mehr seine irreale trennende Kraft verloren und ist sogar zum Hauptträger aller Kraftbeziehungen geworden. Die ganze Problematik des Äther begriffs in der modernen Physik bedeutet im Grunde nur die allmähliche Ausmerzung der Vorstellung des leeren Raumes in der materiellen Wirklichkeit" (S. 66). Bisher konnte die Lösung des Erkenntnis-Wirklichkeits-Problems nicht gelingen, weil „das Wirkensverhältnis zwischen Außenwelt und Seele viel zu äußerlich gedacht wurde". „Ganz einfach aber wird diese Lösung, sobald man von einem geläuterten Begriff des Wirkenszusammenhanges ausgeht. Dann wird ohne weiteres verständlich, daß in jeder Wirkung, die ein Individuum empfängt, das ganze Wesen des Wirkenden hineinwirkt, daß in jeder Wirkensbeziehung die aufeinanderwirkenden Glieder sich innerlich durchdringen und man somit im Erfahren oder Erleben von Wirkungen einer wesentlichen Seite des Wirkenden teilhaftig wird" (S. 67).

Ich habe Kottjes Problemlösung wörtlich zitiert, damit jeder, der daran Geschmack findet, dadurch ermuntert werde, Näheres im Buch nachzulesen.

Außer dieser „metaphysischen Fundierung des Erkenntnisproblems" war es dem Autor darum zu tun, die „metaphysischen Hintergründe der Biologie und Physik" zu enthüllen. Was die Biologie anlangt, so müssen wir — nach seiner Ansicht — „demütig gestehen, daß das Wesen und Wirken des Lebens über alle Vorstellungen und Begriffe unserer Intelligenz hinausgeht" (S. 60). Auch in der Physik wird sehr bald eine solche „demütige" Forschungsmethode Platz greifen müssen, nachdem die bisherige, mehr respektslose Methode zu keinem rechten Resultat geführt hat, wie man des Näheren in den Kapiteln über die „Problematik" der Atomstruktur und die chemische „Problematik" nachlesen kann. Zusammenfassend behauptet Kottje: „Es ist schon deutlich abzusehen, daß die exakte Wissenschaft bald die letzten und äußersten Grenzen ihrer Forschung erreicht haben wird, über die hinaus es keine Physik, sondern nur noch eine Metaphysik gibt. Die Zeit ist somit gekommen, wo es möglich ist, mit dem Materialismus der intellektualistischen Weltanschauung gründlich und endgültig abzurechnen und mit der grauenhaften Oberflächlichkeit der Begriffs- und Vorstellungswelt, wie sie die theoretische Physik seit Jahrhunderten groß gezüchtet hat, aufzuräumen. Es ist wirklich die höchste Zeit, der süffisanten Anmaßung von einseitig mathematisch geschulten Köpfen mit ihrer naiven Überschätzung der Bedeutung der Maßanalyse und der mathematischen Theorie ein Ende zu machen. In einer Zeit, wo in immer breiterem Umfange die wunderbaren okkulten Erscheinungen und Kräfte einwandfrei erwiesen werden, müßte doch auch den oberflächlichsten Köpfen langsam das Bewußtsein aufdämmern, daß die wegen ihrer Exaktheit so viel gerühmte und gefeierte physikalische Wissenschaft sich nur in den untersten Niederungen der Wirklichkeit bewegt, daß sie nur die alleräußerste Oberfläche der Erscheinungen mißt und berechnet und daß der mathematische Scharfsinn über das metaphysische Wesen selbst der einfachsten materiellen Erscheinungen nichts auszusagen vermag" (S. 124). Der Autor kommt zu dem Schluß, „daß auch die tote

anorganische Materie in metaphysische Tiefen hinabreicht, die sich der Anschauung unseres Intellekts entziehen". (S. 172).

Auffallend bei der Lektüre ist folgende stilistische Eigenheit des Buches: Kottje benützt mit Vorliebe das Wort „Problematik", wo wir einfach „Problem" sagen würden. So handelt beispielsweise Kapitel 1 von „der metaphysischen Natur der erkenntnistheoretischen Problematik", Kapitel 2 handelt vom „Zusammenhang von Leben und Erkennen in Beziehung zur Problematik des organischen Werdens und Gestaltens", auf Seite 66 wird von der „Problematik des Begriffes der Masse und der Energie" gesprochen, usw. usw. Warum sagt er „Problematik" und nicht einfach „Problem"? Was ist das „Problematik"? Man ist versucht, zu antworten: Es ist die Kunst, Probleme zu erfinden, die keine sind. In der Tat ist das Buch von Problemen dieser Art angefüllt, was Niemanden wundern wird, der die obige Kapuzinade gegen die theoretische Physik gelesen hat. Als ein Scheinproblem enthüllt sich insbesondere das im Schlußkapitel behandelte Problem vom „biozentrischen Aufbau der Materie".

Hier wird der Nachweis geführt, daß zwischen den Eigenschaften der toten, anorganischen und den Bedürfnissen der lebendigen, organischen Materie eine Art von prästabilierter Harmonie besteht. Betrachten wir das Beispiel des Wassers: Da die Lebewesen Wasser benötigen, so ist natürlich a priori klar, daß dieses Eigenschaften haben muß, die zur Aufrechterhaltung des Lebens geeignet sind. Es heißt daher, Probleme matik treiben, wenn man fragt, ob das Wasser zur Aufrechterhaltung des Lebens geeignet ist. Das ist seit prähistorischen Zeiten keine Frage mehr. Für Kottje jedoch ist diese Frage erst durch die im Jahre 1914 erschienenen Untersuchungen von Henderson in seinem Buche „Die Umwelt des Lebens" (Wiesbaden bei Bergmann) beantwortet worden. Gegenstand dieses Buches ist — nach Kottjes Meinung nämlich — die „spezielle Untersuchung der besonderen physikalisch-chemischen Konstanten der lebenswichtigen Stoffe in bezug auf ihre etwaige spezifische Eignung für die Bedürfnisse des Organischen". Nun meine ich, daß die spezifische Eignung „lebenswichtiger" Stoffe keine „etwaige", sondern eine fraglos vorhandene ist, d. h. daß die Behauptung von der Eignung lebenswichtiger Stoffe ein analytisches Urteil ist. In Wirklichkeit ist es natürlich Henderson auch gar nicht eingefallen, etwas so Selbstverständliches beweisen zu wollen, sondern er wollte feststellen, welche Eigenschaften der lebenswichtigen Stoffe es sind, die sie für die Aufrechterhaltung des Lebens geeignet machen. Die metaphysischen Konsequenzen, die Kottje aus Hendersons Untersuchungen zieht, hätte man also schon in prähistorischen Zeiten ziehen können, und hat es auch getan — nämlich in den Religionen, die den Menschen zum Mittelpunkt der Welt machen. Die metaphysische „Theorie" Kottjes ist in dem Satze enthalten, daß „es ein und derselbe kosmische Prozeß ist, der die materielle Wirklichkeit höher gestuft hat und zugleich in ihr die lebendigen Organismen zur Entwicklung brachte" (S. 184). Ich finde, daß diese metaphysische Theorie Ähnlichkeit hat mit der Theorie, die im ersten Buch Mose, im ersten Kapitel, enthalten ist: Auch dort wird durch denselben „kosmischen Prozeß" die materielle Welt aus dem Chaos aufgebaut, und zugleich in ihr die Lebewelt zur Entwicklung gebracht.

Leider ist aber die Harmonie zwischen dem Organischen und dem Anorganischen keine ideale, und so muß Kottje neben Gott den Teufel setzen, d. h. neben dem einheitlichen „kosmischen Prozeß", eine „tragische Zerrissenheit des Weltgrundes" annehmen, durch welche die „Disharmonien in der organischen Entwicklung" (S. 184) erklärt werden.

Heinrich Löwy.

R. Schmid, Physikalisches Meßpraktikum für Schüler der obersten Klassen von Mittelschulen sowie für Mediziner und Biologen. Gr. 8°. VI u. 47 S. mit 40 Abbildungen. Leipzig u. Wien, Franz Deuticke. 1926. Geb. M. 2.—.

Der Verfasser meint im Vorwort, es gebe noch keine Sammlung physikalischer Übungen, die nur auf österreichische Erzeugnisse Bezug nimmt. Allein selbst wenn man darin einen Mangel sieht, so ist das vorliegende Heft gewiß nicht geeignet, diese Lücke auszufüllen. Der geringe Umfang der Schrift gebot natürlich eine Auswahl, aber man kann nicht behaupten, daß sie besonders glücklich ausgefallen sei. Denn der Leser gewinnt geradezu den Eindruck, als sei ein physikalisches Meßpraktikum um des Messens selber oder gar nur um einiger Apparate willen da, nicht aber, um mit Hilfe des Messens die Naturerkenntnis oder ihre technische Anwendung zu fördern. Irgendeinen leitenden Gedanken in der Stoffanordnung erkennt man nicht. Der Ausdruck ist vielfach unklar, ganz unzulänglich sind z. B. die Versuche „Wärmestrahlung" und „Wärmeleitung" (S. 29 u. 30) beschrieben, bei der Seilwellengeschwindigkeit $v = \sqrt{\frac{T}{m}}$ ist m falsch definiert, auf S. 33 u. 35 ist von der „Stromstärke eines Elements" die Rede usw. Die Figuren sind mäßig, einige stimmen nicht zum Text. (Fig 8 z. B.).

E. Nies.

R. Lang, Experimentalphysik. IV. Band. Lehre vom Licht. 110 S. mit 90 Fig. im Text. (Sammlung Göschen. Nr. 614.) Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co. 1925. M. 1.25.

Elementare und leichtverständliche, durch klare schematische Zeichnungen unterstützte Darstellung der experimentellen Optik, die den Leser mit den wichtigsten einschlägigen Erscheinungen bekannt macht.

Harry Schmidt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Budapest Dr. Ferdinand Gimesei für Chemie der Kolloide.

Ernannt: Der Privatdozent der Meteorologie an der Technischen Hochschule Charlottenburg (früher Universität Frankfurt a. M.) Dr. Harald Koschmieder zum Direktor des Staatlichen Observatoriums in Danzig, der Privatdozent an der Universität München Dr. Erich Kamke zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen, der a. o. Professor an der Universität Graz Dr. Ernst Philippi zum ord. Professor der Chemie an der Universität Innsbruck.

Vom Lehramt zurück: Der a. o. Professor der Physik an der Universität Leipzig (z. Z. in Amerika) Dr. Edgar Lilienfeld.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.